

# Ballistisches Auslesen von Fluss Qubits

Diplomarbeit



---

seit 1558

Friedrich-Schiller-Universität Jena

Physikalisch-Astronomische Fakultät

eingereicht am 29. September 2008  
von Gregor Oelsner,  
geboren am 22. August 1983 in Schleiz

1. **Gutachter:** Prof. Dr. rer. nat. Evgeni Il'ichev
2. **Gutachter:** Prof. Dr. rer. nat. habil. Paul Seidel

Tag der Verleihung des Diploms:

# Überblick

Für zukünftige Entwicklungen auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung ist eine Strategie zur geeigneten Messung eines Quantensystems von entscheidender Bedeutung. Hierbei sollten die Eigenschaften einer ideal projektiven, d.h. zerstörungsfreien Messung und das Prinzip des „single shot“, also der schnellen Auslesung innerhalb eines Messzykluses, vereinbart werden.

In dieser Arbeit wird eine neue Art von Detektor diskutiert, welcher dies zu leisten vermag. Dieser kann auf eine minimale Rückwirkung auf das zu vermessende System optimiert werden. Im vorliegenden Fall soll so ein supraleitendes Fluss-Qubit zerstörungsfrei und reproduzierbar ausgelesen werden. Dabei wird eine JTL, eine Josephson-Transmissions-Linie, analog zu einem langen Josephsonkontakt als ballistischer Kanal für Fluxonen genutzt. Deren Geschwindigkeit bzw. Transmissionswahrscheinlichkeit wird von dem Messsystem je nach dessen Zustand beeinflusst.

Hier werden das Ausleseprinzip diskutiert, der entwickelte Messaufbau dargestellt und erste Messergebnisse an einer solchen ballistischen JTL bei 10 mK vorgestellt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Betrachtung</b>	<b>7</b>
2.1	Grundlegendes zur Supraleitung . . . . .	7
2.2	Das Fluss-Qubit . . . . .	8
2.3	Die Josephson-Transmissions-Linie . . . . .	11
2.4	Qubitauslesung . . . . .	16
2.5	Erzeugung und Detektion der Fluxonen . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Experimentelle Untersuchung</b>	<b>21</b>
3.1	Chipdesign . . . . .	21
3.2	Messung im 300 mK Stab . . . . .	22
3.3	Messungen im Mischungskühler . . . . .	26
3.3.1	Messaufbau . . . . .	27
3.3.2	Schaltstromhistogramme . . . . .	32
3.3.3	Funktion der JTL . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>39</b>
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>40</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>41</b>
	<b>Literatur</b>	<b>42</b>
<b>A</b>	<b>Anhang - Messskripte</b>	<b>44</b>
A.1	Skript zur Aufnahme von Histogrammen . . . . .	44
A.2	Skript zur Bestimmung der maximalen Messzeit . . . . .	44
A.3	JTL-Testskript . . . . .	45

# Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau eines Fluss-Qubits . . . . .	8
2	Potentialverlauf eines RF-SQUID . . . . .	9
3	Potentialverlauf eines Qubits aus drei Kontakten . . . . .	10
4	Schematischer Potentialverlauf eines Qubits sowie Energie-Eigenfunktionen	11
5	Schematischer Aufbau einer JTL . . . . .	11
6	Langer Josephsonkontakt . . . . .	12
7	Elementare Zelle einer JTL . . . . .	13
8	Veranschaulichung eines Solitons in der JTL . . . . .	15
9	Messprinzip aus Referenz- und Mess-JTL . . . . .	16
10	Fluxon Injektion . . . . .	18
11	Aufbau des Latch . . . . .	19
12	I-V-Kurve eines SQUID . . . . .	20
13	Chipdesign des untersuchten Chips . . . . .	21
14	Stromversorgung der Kontakte . . . . .	22
15	300mK Stab . . . . .	23
16	I-V-Kennlinien des Latch- und Kopplungs-SQUID . . . . .	24
17	Schaltstromhistogramm des Latch-SQUID bei 0,3 K und 1,7 K . . . . .	25
18	Modulation des Latch SQUID . . . . .	26
19	Schematische Darstellung der Verkabelung im Mischungskühler: . . . . .	29
20	Verkabelung im Mischungskühler . . . . .	30
21	Frequenzverlauf der Filter . . . . .	31
22	Vergleich der Histogramme aus Mischungskühler und 300 mK Stab . . . . .	32
23	Untersuchung zur maximalen Messzeit . . . . .	33
24	Schaltstromhistogramme für verschiedene Temperaturen gemessen am Kopplungs-SQUID . . . . .	34
25	Temperaturabhängigkeit des mittleren Schaltstroms und der Breite der Schaltstromverteilung gemessen am Kopplungs-SQUID . . . . .	35
26	Schaltungswahrscheinlichkeit des Latch-SQUID . . . . .	36
27	Zeitliche Abhängigkeit der Schaltungsvorgänge am Latch-SQUID . . . . .	37
28	Schaltwahrscheinlichkeit des Kopplungs-SQUID . . . . .	38
29	Schaltstromhistogramme für verschiedene Ströme an der Fluxon Injektion	38

# 1 Einleitung

Seit einigen Jahrzehnten halten Ideen von Quanteninformation und Quantenberechnungen Einzug in moderne Forschungszeige. Die Grundidee dabei ist, dass Kalkulationen durch die Kontrolle einer komplexen Zusammenstellung von Quantenobjekten ausgeführt werden. Diese Objekte müssen quantenmechanisch zu beschreibende Zwei-Niveau-Systeme sein, um als Träger von Quanteninformation zu dienen. Der Vorteil dabei liegt in der parallelen Verarbeitung während der Berechnung, die durch die quantenmechanischen Phänomene Superposition und Verschränkung möglich wird. Verschiedene quantenmechanische Objekte und Systeme werden für diesen Zweck in Erwägung gezogen und untersucht. Dabei muss auf eine hohe Anzahl möglicher Rechenschritte geachtet werden, was durch lange Kohärenzzeiten bzw. schnelle Verarbeitung denkbar ist.

Eine vielversprechende Möglichkeit bieten supraleitende Schaltkreise in speziellen Konfigurationen. Diese haben im Gegensatz zu den nahe liegenden, mikroskopischen Kandidaten, wie z.B. Spins, einige Vorteile. So können sie mit standardisierten mikroelektronischen Herstellungstechniken nach gewünschten Charakteristiken erzeugt werden und sind mit klassischen physikalischen Größen wie Spannung, Strom oder Frequenz gut zu handhaben. Damit besitzen sie eine gute Skalierbarkeit und lassen sich untereinander koppeln. Allerdings tritt dabei auch eine starke Kopplung an externe Größen bzw. die Umgebung auf, welche das erforderliche hohe Maß an Kohärenz bisher verhindert.

Eine Quantenberechnung besteht aus Präparation, Manipulation und dem Auslesen des verwendeten Quantensystems. Erste Messergebnisse hierzu stammen aus dem Jahr 1999, in dem es der NEC-Gruppe aus Japan gelang, ein Qubit zuverlässig ein- und auszulesen und eine kohärente Oszillation zwischen den Quantenzuständen in der zeitlichen Domäne zu messen. Dazu wird ein Ladungs-Qubit über einen geeigneten Spannungspuls in Resonanz gebracht, sodass es zwischen den beiden niedrigsten Zuständen, welche sich durch eine Ladung von  $2e$  unterscheiden, oszilliert. Dieses kann zeitlich als Tunnelstrom beobachtet werden. Auch auf den Endzustand lässt sich schließen, da der angeregte Zustand ebenfalls durch Tunneln eines Quasipartikels in den Grundzustand zurück geht. Das größte Problem bei dieser Methode liegt aber in der kurzen Kohärenzzeit von ungefähr 2 ns und ist bis heute nicht gelöst [1].

Um Lösungsansätze hierfür zu finden, wurden Experimente zu den Ursachen der Dekohärenz gemacht. So findet sich in einem 2004 veröffentlichten Paper eine Methode, mit der das Rauschen der Umgebung mit Hilfe eines Qubits gemessen wird. Dies stellt ebenfalls eine Art von Detektor da. Dabei wurde die Relaxation des Qubits in Abhängigkeit von mehreren Parametern bestimmt, wodurch Rückschlüsse auf die Frequenzabhängigkeit von Relaxation und dem aus der Phase laufen möglich sind [2].

Ebenfalls 1999 wurde das Fluss-Qubit als Alternative vorgeschlagen. Hierbei werden zwei Zustände durch die Stromrichtung in einem supraleitenden Ring (im bzw. entgegen dem Uhrzeigersinn) und damit durch den entstehenden magnetischen Fluss unterschied-

den. Als Auslesegerät soll ein SQUID<sup>1</sup> dienen, wodurch aber Messzeiten von mindestens  $100\mu\text{s}$  zu beachten sind. Hierbei kommt es allerdings zu einer starken Beeinflussung des Qubitzustandes durch Schaltvorgänge. Diese führen zu einer Leistungsumsetzung und damit Erwärmung, sowie zu einer direkten Beeinflussung des magnetischen Flusses am Qubit. Damit stellt ein SQUID eine zusätzliche Quelle für Dekohärenz dar [3].

Zur Vermeidung solcher Effekte wurde eine dispersive Messmethode, in der das Fluss-Qubit lediglich die effektive Induktivität des Messsystems beeinflusst, entwickelt. Ein solches Messsystems zur Auslesung eines Qubits wurde 2002 vorgestellt [4]. Dort nutzt man einen Resonator hoher Qualität, welcher durch ein eingebrachtes Qubit verstimmt wird. Aus spektroskopischen Messungen lässt sich auch hier auf dessen Zustand schließen, was experimental 2003 nachgewiesen wurde. Dabei sind lange Messzeiten durch mehrfache Mittelungen allerdings nicht zu vermeiden, was die Methode für Quantenberechnungen zu langsam macht. Dennoch ist sie gut zur Charakterisierung eines Quantensystems geeignet [5] [6].

Vor etwa drei Jahren wurde ein schnelles ballistisches Ausleseverfahren vorgeschlagen [7], welches die Ideen der dispersiven Messung mit den Schaltungsvorgängen an einem SQUID vereinbart. Dabei nutzt man eine Josephson-Transmissions-Linie als Detektor für den Fluss des Qubits. Die Rückwirkung auf das Qubit kann dabei minimiert werden. Abschätzungen hierzu und zu der Auslesegeschwindigkeit finden sich in einer Veröffentlichung von 2007 [8]. Ebenfalls in diesem Jahr wurde ein entsprechendes Chipdesign entwickelt und hergestellt [9].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dieser Methode und ersten Messungen an Probechips. Im Folgenden erläutert sie Funktionsprinzip, sowie das verwendete Chipdesign. Darauf hin werden die Entwicklung des verwendeten Messplatzes und erste Messergebnisse dargestellt. Abschließend findet sich ein kurzer Ausblick auf die nächste geplante Messaufgabe.

---

<sup>1</sup>superconducting quantum interference device - Ein supraleitendes Messinstrument zur genauen Bestimmung von Änderungen im magnetischen Fluss.

## 2 Theoretische Betrachtung

### 2.1 Grundlegendes zur Supraleitung

An einem Supraleiter können Effekte der Quantenwelt auf einer makroskopischen Skala beobachtet werden. Das liegt daran, dass, wie die Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer erklärt, alle Cooper Paare<sup>2</sup> in einen gemeinsamen Zustand einkondensiert sind und sich somit mit einer einzelnen Wellenfunktion  $\Psi(\vec{r}, t)$  beschreiben lassen. Diese Eigenschaft der Supraleitung führt zu wichtigen Phänomenen, von denen auf drei kurz eingegangen werden soll.

Zunächst ist der Meissner Effekt<sup>3</sup> zu nennen. Er beschreibt die vollständige Verdrängung einer äußeren magnetischen Flussdichte aus dem Inneren eines Supraleiters. Dabei spielt es keine Rolle, ob das äußere Feld schon vor dem Übergang zur Supraleitung vorhanden war. Supraleiter zeigen somit einen idealen Diamagnetismus, da die magnetische Suszeptibilität im Inneren verschwindet.

Eine weiteres Phänomen ist die Fluss-Quantisierung. Diese besagt, dass der magnetische Fluss, der durch einen Suprastrom in einem supraleitenden Ring erzeugt wird, nur ein ganzzahliges Vielfaches des Flussquantums  $\Phi_0 = \pi\hbar/e$  betragen kann.

Hinzu kommt das Josephson-Tunneln, welches an Josephsonkontakten auftritt. Diese Kontakte bestehen aus zwei Supraleitern, die durch eine Barriere von etwa 2 – 3nm Dicke aus einem Isolator oder Normalleiter getrennt sind. Durch die Barriere tritt ein Strom  $I$ , der durch das Tunneln von Cooper Paaren verursacht wird und über Gleichung 1, der ersten Josephsongleichung, mit der Phasendifferenz  $\varphi$  der supraleitenden Kontakte an der Barriere zusammenhängt.

$$I = I_c \sin(\varphi) \quad (1)$$

Hierbei bezeichnet  $I_c$  den maximalen Strom durch die Trennschicht, den man auch als kritischen Strom bezeichnet.

Für eine genauere Betrachtung kann das RCSJ-Modell<sup>4</sup> herangezogen werden. Dabei wird der Josephsonkontakt als Parallelschaltung eines idealen Kontakts mit kritischem Strom  $I_c$ , eines Widerstandes  $R$  und eines Kondensators  $C$  aufgefasst. Für den Strom ergibt sich damit folgende Gleichung.

$$I = I_c \sin \varphi + U/R + C \cdot \partial U / \partial t \quad (2)$$

Die Spannung am Kontakt hängt nach der zweiten Josephsongleichung mit der zeitlichen Ableitung der Phasendifferenz über dem Kontakt zusammen.

$$U = (\Phi_0 / 2\pi) \partial \varphi / \partial t \quad (3)$$

Die beiden für die Quantenschaltkreise relevanten Größen, welche durch Operatoren ersetzt werden müssen, sind die Phasendifferenz  $\varphi$  und die Differenz der Cooper Paare

<sup>2</sup>Zusammenschluss zweier Elektronen zu einem Boson, d.h. einem Teilchen mit ganzzahligem Spin

<sup>3</sup>auch Meissner-Ochsenfeld Effekt

<sup>4</sup>resistively, capacitively shunted junction

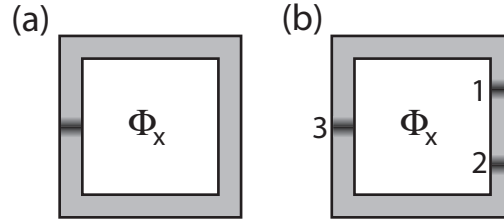


$N$  zwischen den Kontakten (und damit die Ladung  $Q$ ). Hierbei hängt die Phasendifferenz mit der Josephson Kopplungsenergie  $E = E_J \cos(\varphi)$  zusammen. Die Größe  $E_J \equiv I_c \Phi_0 / 2\pi$  bezeichnet dabei die maximale Kopplungsenergie. Die Differenz der Cooper Paare geht in die Ladungsenergie  $E_Q \equiv Q^2 / 2C$  ein, wobei  $C$  für die Kapazität der Kontakte steht. Die beiden Operatoren sind kanonisch konjugiert und unterliegen somit der Heisenberg'schen Unschärferelation  $[\varphi, Q] = 2ie$ .

Als Konsequenz ergibt sich: Falls  $E_J \gg E_Q$  ist  $\varphi$  die dominierende Variable, welche gut definiert ist und  $Q$  unterliegt starken Quantenfluktuationen; und umgekehrt. Damit bietet sich die Möglichkeit eine der beiden Variablen als Träger von Quanteninformation zu nutzen.

## 2.2 Das Fluss-Qubit

Ein Fluss-Qubit besteht aus einem supraleitenden Ring, in dem ein oder mehrere Josephsonkontakt(e) eingebracht sind (Abbildung 1). Die Kontakte haben dabei ein geeignet großes Verhältnis  $E_J / E_C$  (typischerweise  $\approx 50$ ). Die vorkommenden quantenmechanischen Zustände sind dabei unterschieden durch die Richtung des magnetischen Flusses in dem Ring, also nach oben ( $|\uparrow\rangle$ ) oder unten ( $|\downarrow\rangle$ ) zeigend. Dies entspricht einer Richtung des Stroms im Ring  $I_q$  mit oder entgegen dem Uhrzeigersinn.



**Abbildung 1:** Schematischer Aufbau eines Fluss-Qubits mit einem (a) und drei Tunnelkontakten (b)

Die Phasendifferenz an den Kontakten wird bestimmt durch den im Ring eingeschlossenen magnetischen Fluss. Zunächst soll das einfachste Design, ein „RF-SQUID“, bestehend aus einem supraleitenden Ring, unterbrochen von einem Kontakt (vgl. Abbildung 1 (a)), betrachtet werden. In diesem System ergibt sich die Phasendifferenz zu:

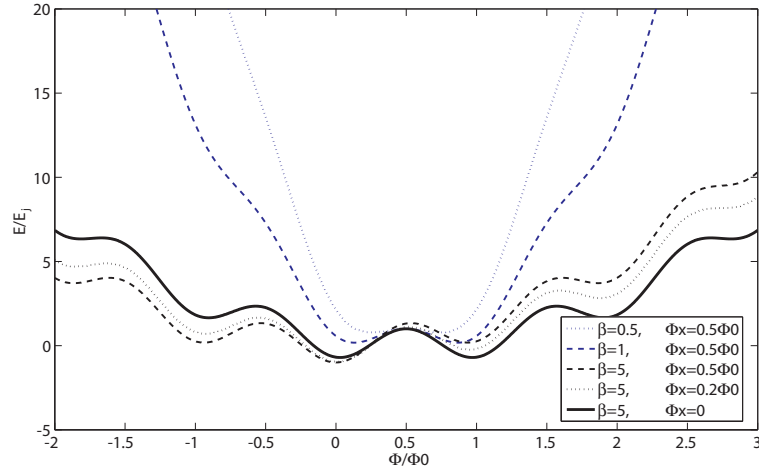
$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{\Phi}{\Phi_0} + n, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (4)$$

Zur Gesamtenergie des Kreises tragen verschiedene Terme bei. Zu nennen sind dabei die Josephsonenergie  $E = E_J \cos(\varphi)$ , die Ladungsenergie  $E_C$  sowie der Beitrag des

magnetischen Flusses  $E = LI^2/2$ , wobei  $L$  die Induktivität des Ringes darstellt. Im System sind der magnetische Fluss nach Gleichung 4 sowie der von außen angelegte  $\Phi_x$  zu berücksichtigen. Mit  $\Phi_{ges} = \Phi - \Phi_x = LI$ , dem magnetischen Gesamtfluss im Ring, und Gleichung 4 ergibt sich dann folgender Hamiltonien.

$$\mathcal{H} = -E_J \cdot \cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) + \frac{(\Phi - \Phi_e)^2}{2L} + \frac{Q^2}{2C_J} \quad (5)$$

Wenn  $\beta = E_J / \left(\frac{\Phi_0^2}{4\pi^2 L}\right) > 1$  und der externe Fluss nahe einem halben Flussquant (dem Entartungspunkt) liegt, formen die ersten beiden Terme im Hamiltonien ein Potential mit zwei Minima in der Nähe von  $\Phi = 0,5 \cdot \Phi_0$ . Dies ist in Abbildung 2 für verschiedene Parameter dargestellt, wobei auch deutlich wird, dass im allgemeinen Fall ( $\Phi \neq 0,5\Phi_0$ )



**Abbildung 2:** Potentialverlauf eines RF-SQUID aus den ersten beiden Termen im Hamiltonien bei Variation von  $\beta$  und des äußeren Flusses

ein asymmetrisches Potential vorliegt.

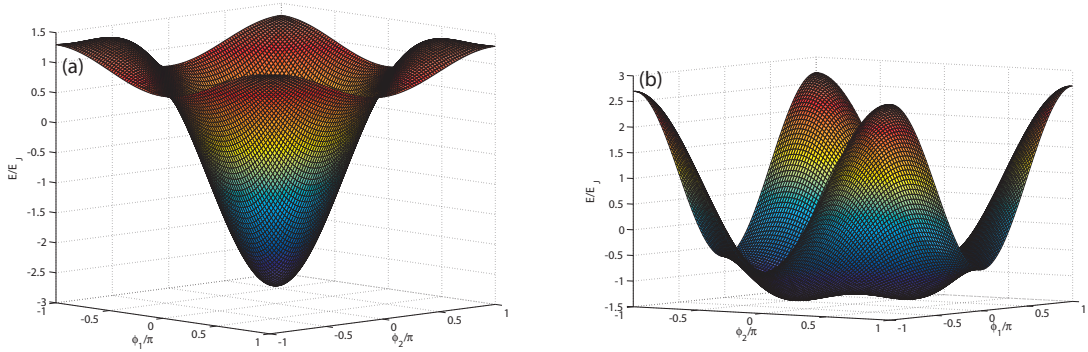
Aus der Grafik wird deutlich, dass zur Erzeugung eines solchen Potentials ein hohes  $\beta$  nötig ist. Hierfür müssen der kritische Strom  $I_c$  und die Induktivität  $L$  des Kreises geeignet gewählt werden. Für hohe Werte von  $I_c$  muss aber die Größe des Kontaktes entsprechend erhöht werden, was zu einer hohen Kapazität der Barriere und damit zu einem schlechteren Verhältnis  $E_J/E_C$  führt. Eine Erhöhung der Induktivität kann nur durch Übergang zu größeren Dimensionen des Qubitrings erreicht werden. Damit wird das System allerdings anfälliger für externes Rauschen, da es stärker an die Umgebung gekoppelt wäre.

Um dieses Problem zu lösen werden mehrere Kontakte in einen kleinen Ring mit geringer Induktivität eingebracht. Hier soll lediglich auf den Fall mit drei Kontakten eingegangen werden (vgl. Abbildung 1 (b)). Dabei werden zwei Kontakte (bezeichnet mit 1 und 2) etwa gleich skaliert, sodass für beide die Josephsonenergie etwa den gleichen Wert hat. Der dritte Tunnelkontakt (3) wird kleiner dimensioniert. Der Fluss innerhalb

dieses Ringes entspricht etwa dem externen  $\Phi = \Phi_e$  und aufgrund der Flussquantisierung  $\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$  bleiben als unabhängige Variablen die Phasendifferenzen  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ . Für die Josephson Energie des Systems ergibt sich dann folgende Gleichung.

$$E(\varphi_1, \varphi_2) = -E_J \cos(\varphi_1) - E_J \cos(\varphi_2) - \tilde{E}_J \cos\left(\frac{2\pi\Phi_e}{\Phi_0} - \varphi_1 - \varphi_2\right) \quad (6)$$

In jeder  $2\pi \times 2\pi$  Zelle tritt am Entartungspunkt ein Potential mit zwei Minima auf. Für ein geeignetes Verhältnis  $\tilde{E}_J/E_J \approx 0,7 - 0,8$  sind die Zellen durch hohe Potentialbarrieren getrennt, wohingegen innerhalb der Zelle Quantentunneln zwischen den beiden Minima möglich ist. Dieses Potential ist in Abbildung 3 für  $\tilde{E}_J/E_J = 0,7$  ohne (links) und mit einem halben Flussquant (rechts) externem Fluss dargestellt. Innerhalb



**Abbildung 3:** Potentialverlauf eines Qubits aus drei Kontakten mit einem externen Fluss von (a) null und (b) einem halben Flussquant

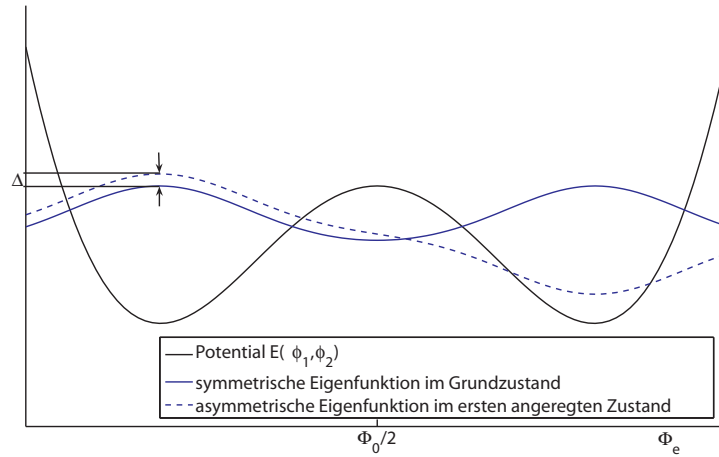
jeder dieser  $2\pi \times 2\pi$  Zellen entsteht ein effektives zwei Niveau-System aus den beiden niedrigsten Zuständen in den Senken. Hierbei unterscheiden sich die Zustände ebenfalls in der Stromrichtung, bzw. im magnetischen Fluss. Der Betrag des Stroms ist in beiden Fällen gleich.

Die Kopplung der Zustände über quantenmechanisches Tunneln führt zu einer allgemeinen Superposition.

$$|\Psi\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle \quad (7)$$

Für den Fall eines Flusses nahe dem Entartungspunkt ergeben sich eine symmetrische und eine asymmetrische Energie-Eigenfunktion, für die jeweils  $a = b = 1/\sqrt{2}$  gilt. Der Energieabstand zwischen dem ersten angeregten Zustand  $|1\rangle$  und dem Grundzustand  $|0\rangle$  hat am Entartungspunkt einen Wert von  $\Delta$ . Befindet sich das Qubit entfernt von diesem so vergrößert sich Energiedifferenz auf einen Wert von  $\sqrt{(\Delta^2 + \varepsilon^2)}$ , wobei  $\varepsilon = 2I_q(\Phi_e - \Phi_0)$ . Das Potential sowie die Energie-Eigenfunktionen sind schematisch in Abbildung 4 dargestellt.

Am Entartungspunkt ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit, das Qubit in Zustand  $|\downarrow\rangle$  oder  $|\uparrow\rangle$  vorzufinden, von jeweils  $1/2$ .

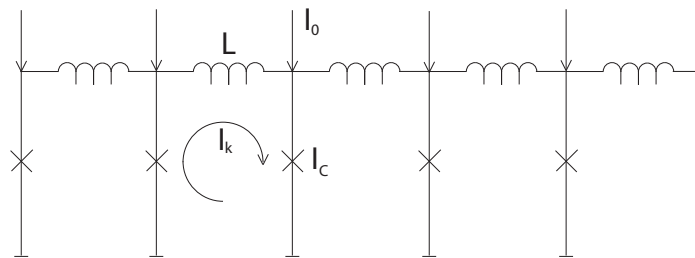


**Abbildung 4:** Schematischer Potentialverlauf eines Qubits sowie Energie-Eigenfunktionen (Wahrscheinlichkeitsamplituden) für den Grundzustand (symmetrisch) und den ersten angeregten Zustand (asymmetrisch)

### 2.3 Die Josephson-Transmissions-Linie

Eine Josephson-Transmissions-Linie (JTL) besteht aus mehreren parallel geschalteten Josephsonkontakten mit kritischem Strom  $I_c$ , die jeweils mit einem Strom  $I_0$  vorgespannt werden können. Diese sind über Induktivitäten  $L$  verbunden. Das Schema einer solchen Linie ist in Abbildung 5 dargestellt.

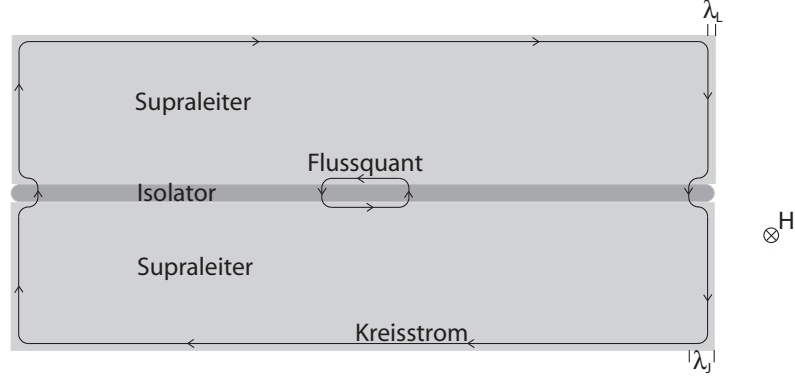
In einer klassischen Linie entspricht hierbei das Produkt von  $L$  und  $I_c$  etwa der Größe



**Abbildung 5:** Schematischer Aufbau einer JTL

eines Flussquanten  $\Phi_0$ . Das bedeutet, in jeder Zelle, bestehend aus zwei Josephsonkontakten und einer Induktivität kann ein solches elementares Flussquant vorhanden sein. Dieses erzeugt einen Kreisstrom  $I_k$  in der Zelle und kann über Schaltvorgänge, welche aus der Addition von  $I_k$  und  $I_0$  an den Kontakten entstehen, durch die Linie wandern. Im vorliegenden Fall handelt es sich dagegen um eine ballistische JTL. Für diese gilt

für das Produkt  $LI_c < \Phi_0$ . Weiterhin ist die Zellgröße kleiner als die sogenannte Josephson Eindringtiefe  $\lambda_J$ . Diese Größe gibt an, wie weit ein magnetischer Fluss in die Barrierschicht eines Josephsonkontaktes eindringen kann.<sup>5</sup> Mit den Voraussetzungen



**Abbildung 6:** Langer Josephsonkontakt mit Eindringtiefen und gefangenem Flussquant, ein Kreisstrom schirmt das äußere Magnetfeld  $H$  ab

an Zellgröße und  $I_c$  bzw.  $L$  kann die JTL als diskretes Analogon zu einem langen Josephsonkontakt angesehen werden. Diese werden für Experimente der nichtlinearen Elektrodynamik genutzt.

Um die Dynamik einer solchen Linie zu berechnen, wird eine elementare Zelle betrachtet (vgl. Abbildung 7). In dieser folgt aus der Flussquantisierung,

$$\varphi^k - \varphi^{k+1} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi^k \quad (8)$$

$$\Phi^k = \Phi_e - L^k I_L^k \quad (9)$$

Für den Strom durch die Induktivität ergibt sich nach der Kirchhoff'schen Regel,

$$I_L^k = I_0 + I_L^{k-1} - I^k \quad (10)$$

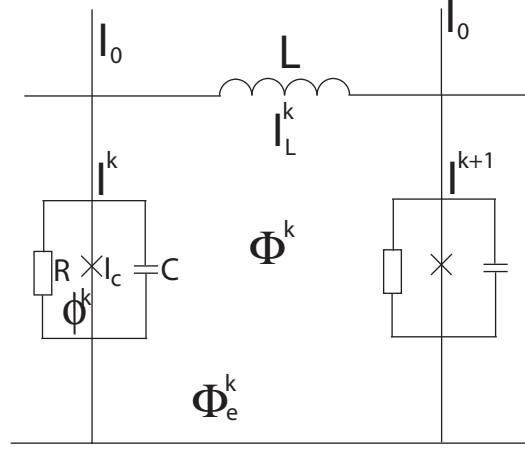
Für kleine Zellgrößen und geringe Variationen von  $I_L^k$  und  $\varphi^k$  zwischen benachbarten Zellen, ist es sinnvoll zur differentiellen Form über zu gehen.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial k} = \frac{\partial \varphi_e}{\partial k} - \frac{2\pi L(k)}{\Phi_0} I_L \quad (11)$$

$$\frac{\partial I_L}{\partial k} = I_0 - I(k) \quad (12)$$

Nun werden die Ableitungen anstatt auf die Zellnummer auf den Ort, entlang der x-Achse bezogen. Dabei ist in den Gleichungen 11 und 12 zu beachten, dass  $L(k)$  durch

<sup>5</sup>Im Gegensatz zu der London'schen Eindringtiefe  $\lambda_L$ , welche sich auf das Eindringen des Flusses in einen Supraleiter bezieht (vgl. Abbildung 6).



**Abbildung 7:** Elementare Zelle einer JTL, Josephsonkontakt im RCSJ Modell als Parallelschaltung von Kondensator, Widerstand und idealem Josephsonkontakt

eine auf  $x$  bezogene relative Induktivität  $L$  (gemessen in H/m) und die Ströme durch lineare Stromdichten  $J$  (gemessen in A/m) ersetzt werden müssen.

$$\frac{\Phi_0}{2\pi L} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\Phi_0}{2\pi L} \frac{\partial \varphi_e}{\partial x} - I \quad (13)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = J_0 - J(x) \quad (14)$$

Hierbei entspricht  $I$  dem Strom durch den Kontakt an der Stelle  $x$ . Im Weiteren soll nur der Fall eines räumlich konstanten externen Flusses betrachtet werden. Durch Ableitung von 13 und Einsetzen von 14 erhält man

$$\frac{\Phi_0}{2\pi L J_c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + j_e - j_0 = 0 \quad (15)$$

Dabei bezeichnet  $j$  das Verhältnis aus Stromdichte  $J$  zur kritischen Stromdichte  $J_c$ . Die Größe  $\sqrt{\Phi_0/(2\pi L J_c)}$  stellt die Josephson Eindringtiefe  $\lambda_J$  dar<sup>6</sup>. Für den supraleitenden stationären Fall und ohne externe Ströme ( $j_0 = 0$ ) gilt für  $j = \sin \varphi$  (erste Josephson-Gleichung) und es ergibt sich die stationäre Sinus Gordon Gleichung.

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \sin \varphi = 0 \quad (16)$$

Nach der Gleichung für den Strom nach dem RCSJ-Modell (Gleichung 2) und dem Zusammenhang von Spannung und Phase nach der zweiten Josephson Gleichung ergibt sich die auf  $J_c$  bezogene, lineare Stromdichte  $j$ .

$$j = \sin \varphi + \frac{1}{R^*} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + C^* \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (17)$$

<sup>6</sup>Zu beachten ist dabei, dass Induktivität und Stromdichte jeweils pro Längeneinheit  $\Delta x$  eingehen.

Hierbei bezeichnen  $R^* = R\Delta x$  und  $C^* = C/\Delta x$ . Durch Einsetzen von  $j$  in Gleichung 15 erhält man die zeitabhängige Sinus Gordon Gleichung:

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{C^* \Phi_0}{2\pi J_c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\Phi_0}{J_c R^* 2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \sin \varphi + j_0 = 0 \quad (18)$$

Zunächst soll nur der Fall ohne externen Strom  $I_0$  und ohne Verluste im Josephsonkontakt ( $R \rightarrow \infty$ ) berücksichtigt werden. Hier stellt eine Funktion folgender Form eine Lösung der Sinus Gordon Gleichung dar.

$$\varphi(x, t) = 4 \arctan \left[ \exp \left( \pm \frac{x - ut - x_0}{(1 - u^2)^{(1/2)}} \right) \right] \quad (19)$$

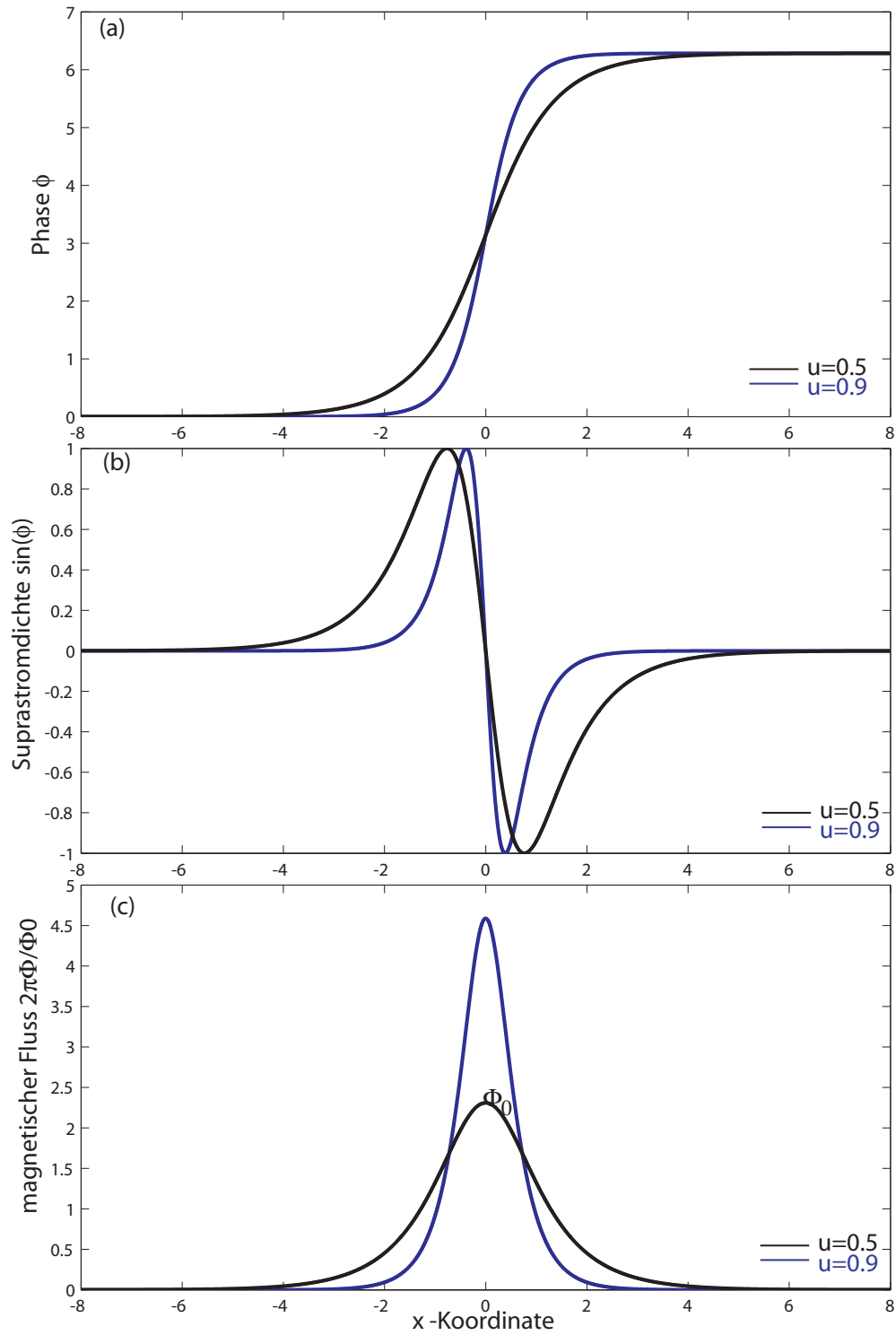
Je nach Vorzeichen beschreibt dies ein in der Linie befindliches Soliton<sup>7</sup> oder Antisoliton, welches sich mit der Geschwindigkeit  $u$  durch die JTL bewegt. Dabei entspricht das Soliton (Antisoliton) einem Phasenwechsel  $\Delta\varphi$  von 0 nach  $2\pi$  ( $2\pi$  nach 0). Die Stromverteilung, die proportional zu  $\sin(\varphi)$  ist, wechselt im Zentrum des Solitons ihr Vorzeichen. Der magnetische Fluss  $\Phi$  kann aus der räumlichen Ableitung der Phase bestimmt werden. Dabei findet sich eine um das Zentrum des Solitons konzentrierte Funktion, welche die Größe eines Flussquanten  $\Phi_0$  beinhaltet. Aus diesem Grund wird das Soliton auch als Fluxon oder Josephson-Vortex bezeichnet.

Dies ist in Abbildung 8 für zwei verschiedene Werte der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $u$  dargestellt. Für schnellere Geschwindigkeiten ist dabei das Fluxon besser lokalisiert. Der Verlustterm und der zusätzliche Strom haben gegensätzliche Effekte auf die Ausbreitung der Fluxonen. So erzeugt der Strom durch die Kontakte eine Lorentz-Kraft auf die Ladungsträger des Solitons, welche zu dessen Bewegung durch die Linie führt. Die Speisung mit dem zusätzlichen externen Strom  $I_0$  verstärkt diesen Effekt, wohingegen die Verluste im Kontakt das Fluxon verlangsamen. Gleichen sich die beiden Terme etwa aus, so kann die Lösung der Gleichung mit Hilfe von Störungstheorie erster Ordnung berechnet werden. Als Ergebnis erhält man ebenfalls eine Solitonenlösung, wobei aktueller Ort und Geschwindigkeit des Massenzentrums als zeitabhängige Funktionen zu betrachten sind ( $X(t), u(t)$ ).

$$\varphi(x, t; u, X) = 4 \arctan \left[ \exp \left( \pm \frac{x - X(t)}{(1 - u^2(t))^{(1/2)}} \right) \right] \quad (20)$$

---

<sup>7</sup>Ein Soliton ist ein Wellenpaket, welches sich ohne Veränderung seiner Form und mit konstanter Geschwindigkeit durch ein nichtlineares und dispersives Medium bewegt.

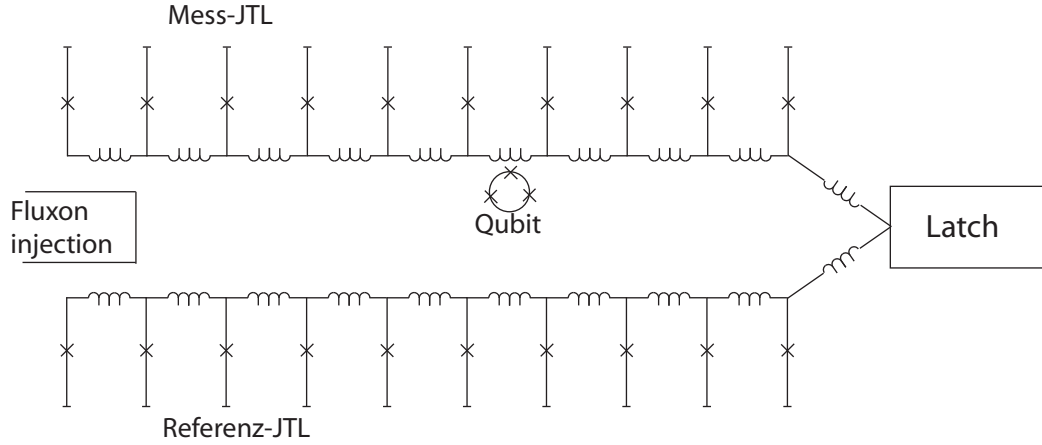


**Abbildung 8:** Veranschaulichung eines Solitons in der JTL für zwei verschiedene Geschwindigkeiten  $u$  (a) Phase  $\varphi$  eines um Null zentrierten Solitons (b) Sinus der Phase proportional zum Suprastrom durch die Kontakte (c) Gradient der Phase proportional zum magnetischen Fluss, Integral ergibt Betrag eines Flussquantens



## 2.4 Qubitauslesung

Das ballistische Auslesen von Fluss-Qubits bedient sich einer in der Physik sehr häufig anzutreffenden Methode, dem Prinzip der Vergleichsmessung. Man nutzt zwei der ballistischen Transmissionslinien, wobei eine Linie als Referenzkanal dient. An die andere wird das Qubit induktiv angekoppelt. Je nach Zustand des Qubits wird in dessen Nähe die Geschwindigkeit der Fluxonen beeinflusst. Durch einen Vergleich der beiden Kanäle am Ende der JTLs kann somit auf den Qubitzustand geschlossen werden. Ein Schema der Messmethode ist in Abbildung 9 dargestellt. Das Qubit lässt sich in Gleichung 18



**Abbildung 9:** Messprinzip aus Referenz- und Mess-JTL, mit angekoppeltem Fluss-Qubit, Fluxon Injektion und Latch als Signalgeber

durch einen zusätzlichen Term  $f^{qb}$  darstellen, welcher wiederum als klein anzusehen ist  $f^{qb} \ll 1$ . Damit lässt sich auch dieser Term in erster Ordnung Störungstheorie einbeziehen.

Eine Methode hierfür wurde von McLaughlin und Scott entwickelt [12]. Die Berechnung wurde für zwei verschiedene Qubit Zustände von A. Federov et. al. durchgeführt [8].

Dabei untersuchte man zunächst den Fall eines Qubit in einem Eigenzustand weit entfernt vom Symmetriepunkt. Hierbei wird der Zustand entweder von einem Strom im bzw. entgegen dem Uhrzeigersinn festgelegt. Somit wird ein definierter, zusätzlicher magnetischer Fluss in die Linie gebracht, welcher die Fluxonausbreitung entweder behindert oder begünstigt.

Im Gegensatz dazu hat das Qubit am Entartungspunkt keinen definierten Zustand, sodass kein andauernder Strom hindurch läuft. Beide Umlaufrichtungen für den Strom sind gleich wahrscheinlich, wodurch kein zusätzlicher Fluss in die Linie gebracht wird. Allerdings stört bei starker Kopplung an die JTL ein vorbei laufendes Soliton diesen Mischzustand, indem es einen Strom in den Qubitring induziert. Das Qubit wird al-

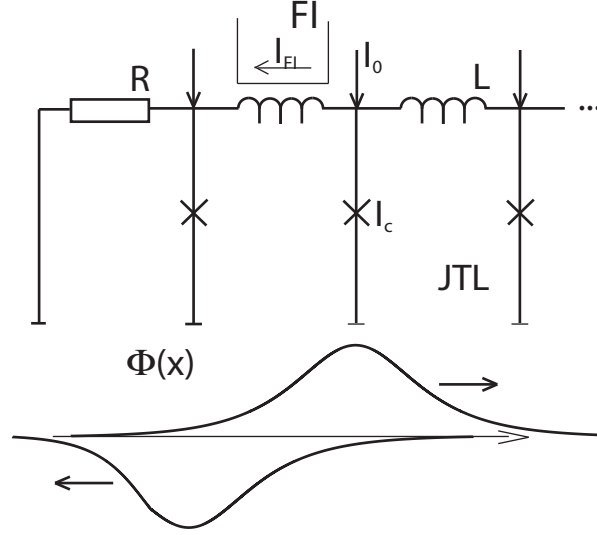
so weit entfernt vom Symmetriepunkt geschoben. Läuft dieser Prozess adiabatisch ab und ist das Qubit zuvor in einem Energie-Eigenzustand präpariert, so kehrt es nach dem Passieren des Fluxons zurück zum Symmetriepunkt. In einer Zeit von der Größenordnung  $t \approx \lambda_J/\tilde{u}$ , wobei  $\tilde{u}$  einer charakteristischen Geschwindigkeit des Fluxons entspricht, kann es also mit dem verschobenen Zustand wechselwirken. Damit funktioniert die Auslesung ähnlich zu jener entfernt vom Entartungspunkt, weist aber eine höhere Fehlerquote auf.

Für den Fall schwacher Kopplung bleibt das Qubit während des gesamten Messprozesses in der Nähe des Symmetriepunktes. Damit ist der Erwartungswert des magnetischen Flusses nahe Null. In einer adiabatischen Näherung findet man allerdings eine Beeinflussung der effektiven Induktivität in der am Qubit angekoppelten Zelle der Linie. Dabei ist das Vorzeichen, der durch das Qubit verursachten Induktivitätsänderung, abhängig von dem Zustand. Somit findet sich auch hier eine vom Zustand abhängige Wechselwirkung zwischen Linie und Qubit, durch welche die Information über das Qubit auf die Fluxongeschwindigkeit übertragen wird.

## 2.5 Erzeugung und Detektion der Fluxonen

Zur Erzeugung eines Fluxons wird am Ende der JTL ein zusätzlicher magnetischer Fluss eingespeist. Dies geschieht über eine Fluxon Injektionslinie, welche induktiv an die erste Zelle angekoppelt ist. Durch sie wird von außen ein Strompuls geschickt. Die entstehende Störung innerhalb der Linie verursacht die Erzeugung eines Fluxons, welches sich, je nach Polarität des Strompulses, in unterschiedliche Richtungen durch die Transmissions-Linie bewegt. Durch den in Abschnitt 2.3 beschriebenen zusätzlich eingespeisten Strom  $I_0$  wird die Propagation des Fluxons mit der gewünschten Polarität durch die Linie begünstigt. Ein eventuell auftretendes Antisoliton wird in einem Abschlusswiderstand, dessen Größe der Impedanz der Linie entspricht, absorbiert (vgl. Abbildung 10). Für den Fall mit Referenz- und Messkanal kann eine gleichzeitige Injektion der Solitonen durch die Verwendung einer einzelnen Fluxon Injektion für beide Linien sichergestellt werden.

Am Ende der JTL befindet sich ein sogenannter Latch zur Detektion der ankommenden Fluxonen. Sein Aufbau ist in Abbildung 11 dargestellt. Dieser setzt die JTL zunächst mit zwei Josephsonkontakten fort, welche mit Widerständen parallel geschaltet und über eine hohe Induktivität verbunden sind. Hierbei dient der erste Kontakt dem Vergleich der beiden Linien im Referenzmessfall. An diesem Anihilieren sich gleichzeitig ankommende Fluxonen aus beiden Linien, da diese unterschiedliche Polaritäten besitzen. Hingegen wird ein zuerst ankommendes Fluxon nicht nur in der jeweils anderen Linie, sondern auch in den Latch weiterlaufen. Der zweite Kontakt ist mit einem zusätzlichen externen Strom, dem Outputstrom, vorgespannt. Damit wird das magnetische Signal des Fluxons im Latch-Abschnitt der JTL verstärkt und es kann gesteuert werden, ob und wann ein in der klassischen Zelle (hohe Induktivität) gespeichertes Fluxon einen Output erzeugt. An die letzte Zelle ist wiederum induktiv ein ungedämpfter dc-SQUID angekoppelt, welcher also über keine Widerstände verfügt, um so höchst-



**Abbildung 10:** Fluxon Injektion: Ein Strompuls  $I_{FI}$  erzeugt einen magnetischen Fluss in der ersten Zelle und damit ein Fluxon oder Antifluxon. Die Ausbreitung eines Solitons wird durch den Strom  $I_0$  durch die Linie begünstigt, wohingegen ein Antisoliton im Abschlusswiderstand  $R$  gedämpft wird.

mögliche Empfindlichkeit und ein großes Ausgangssignal zu erreichen. Dieser dient zur Detektion eines vorbeilaufenden Fluxons.

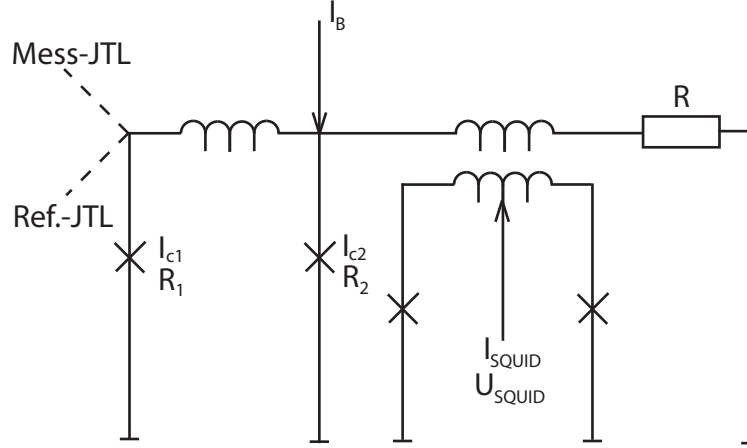
Ein solcher dc-SQUID besteht aus zwei parallel geschalteten Josephson-Kontakten mit je einer Kapazität  $C_{Sq}/2$ , die über einen kleinen supraleitenden Ring mit Induktivität  $L_{Sq}$  verbunden sind. Die makroskopischen Variablen sind hierbei die Phasen  $\delta_1$  und  $\delta_2$  über den Kontakten. Er kann über eine zusätzliche Linie mit einem Strom  $I_{Sq}$  gespeist werden. Die I-V-Kurve eines solchen SQUID ist in Abbildung 12 dargestellt. Die Dynamik dieses Systems kann durch ein fiktives Teilchen mit Masse  $C_{Sq}$  erklärt werden, welches sich in einem Potential folgender Form bewegt.

$$U(\varphi, \varphi_{dc}) = E_J(Sq) \left[ -\cos\left(\frac{\varphi_{dc}}{2}\right) \cos\varphi - x\varphi - \frac{\beta_T j^2}{4} \right] \quad (21)$$

Hierbei bezeichnen  $E_J(Sq) = \hbar I_c / e$  die Summe der Josephson-Kopplungsenergie der Kontakte,  $\varphi = (\delta_1 + \delta_2)/2$ ,  $\varphi_{dc} = (\delta_2 - \delta_1)$ ,  $j = (\varphi_{dc} - 2\pi f)/\beta_T$  den normalisierten Kreisstrom im Ring,  $f = \Phi_e/\Phi_0$  den normalisierten externen Fluss,  $x = I/2I_0$  und  $\beta_T = 2\pi L I_0/\Phi_0$ . Liegt die Temperatur höher als die Übergangstemperatur zum Quantenlimit  $T_u$ , so ist die Rate  $\Gamma$ , mit der das Teilchen aus seiner ursprünglichen Potentialsenke entflieht, mit der Temperatur verknüpft.

$$\Gamma \propto \exp\left(-\frac{\Delta U}{k_B T}\right) \quad (22)$$

Dabei ist  $\Delta U$  die von dem Quasiteilchen minimal zu überwindende Potentialdifferenz. Für Temperaturen  $T \ll T_u$  ist das Quantentunneln der wichtigere Prozess und die



**Abbildung 11:** Aufbau des Latch: Die Linie wird mit gedämpften Josephsonkontakten fortgesetzt, dabei gilt  $I_{c1} < I_{c2}$ ,  $R_1 > R_2$  und der Kontakt näher am SQUID ist mit einem Outputstrom  $I_B$  vorgespannt. Ein Abschlusswiderstand  $R$  verhindert die Reflexion der Solitonen. Am SQUID, der mit  $I_{Squid}$  betrieben wird, kann ein ankommendes Fluxon als Spannungspuls nachgewiesen werden.

Rate ändert sich signifikant.

$$\Gamma = f_{2D} \frac{\omega_0}{2\pi} \sqrt{120\pi} \left( 7.2 \frac{\Delta U}{\hbar \omega_0} \right)^{1/2} \exp \left( 7.2 \frac{\Delta U}{\hbar \omega_0} \right) \quad (23)$$

Dabei ist  $f_{2D}$  eine dimensionslose Funktion und  $\omega_0$  die Plasmafrequenz.

$$\omega_0 = \left( \frac{4\pi I_0}{C_{Sq} \Phi_0} \right)^{1/2} (1 - x^2)^{1/4} \quad (24)$$

Für den Fall eines SQUID mit  $\beta_T \ll 2\pi$  ist  $f_{2D} \approx 1$  und die Tunnelrate entspricht etwa der eines einzelnen Kontaktes. Aus der Plasmafrequenz kann die Übergangstemperatur nach folgender Gleichung berechnet werden.

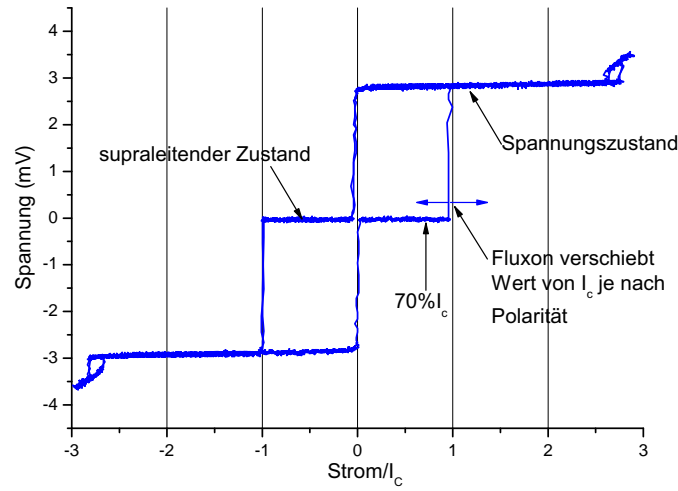
$$T_u = \frac{\hbar \omega_0}{2\pi k_b} \quad (25)$$

Mit Hilfe der Raten ist die Schalt-Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmbar. Hierfür ergibt sich

$$P(x) = \frac{\Gamma(x)}{dx/dt} \exp \left[ -\frac{1}{dx/dt} \int_0^x \Gamma(x') dx' \right] \quad (26)$$

Weiterhin wird eine effektive Temperatur  $T_{eff}$  eingeführt, welche man in Analogie zu Glg 22 definiert.

$$\Gamma \propto \exp \left( -\frac{\Delta U}{k_B T_{eff}} \right) \quad (27)$$



**Abbildung 12:** I-V-Kurve eines SQUID: Im supraleitenden Zustand ist keine Spannung zu beobachten. Übersteigt  $I$  den kritischen Strom, geht der SQUID in den Spannungszustand und verhält sich bei weiterer Stromerhöhung ähnlich eines Widerstandes. Erst bei einem Strom von Null springt er zurück in den supraleitenden Zustand.

Für hohe Temperaturen stimmt demnach die effektive mit der tatsächlichen Temperatur überein und im gegenteiligen Fall gilt  $T_{eff} \approx T_u$ . Im Quantenregime bzw. bei hohem Rauschen ist über diese Größe eine quantitative und anschauliche Aussage möglich. Im Bereich der thermischen Aktivierung zeigt sich die Breite der Verteilung  $\sigma$  abhängig von dieser effektiven Temperatur, und zwar ergibt sich  $\sigma \propto T^{2/3}$  [16].

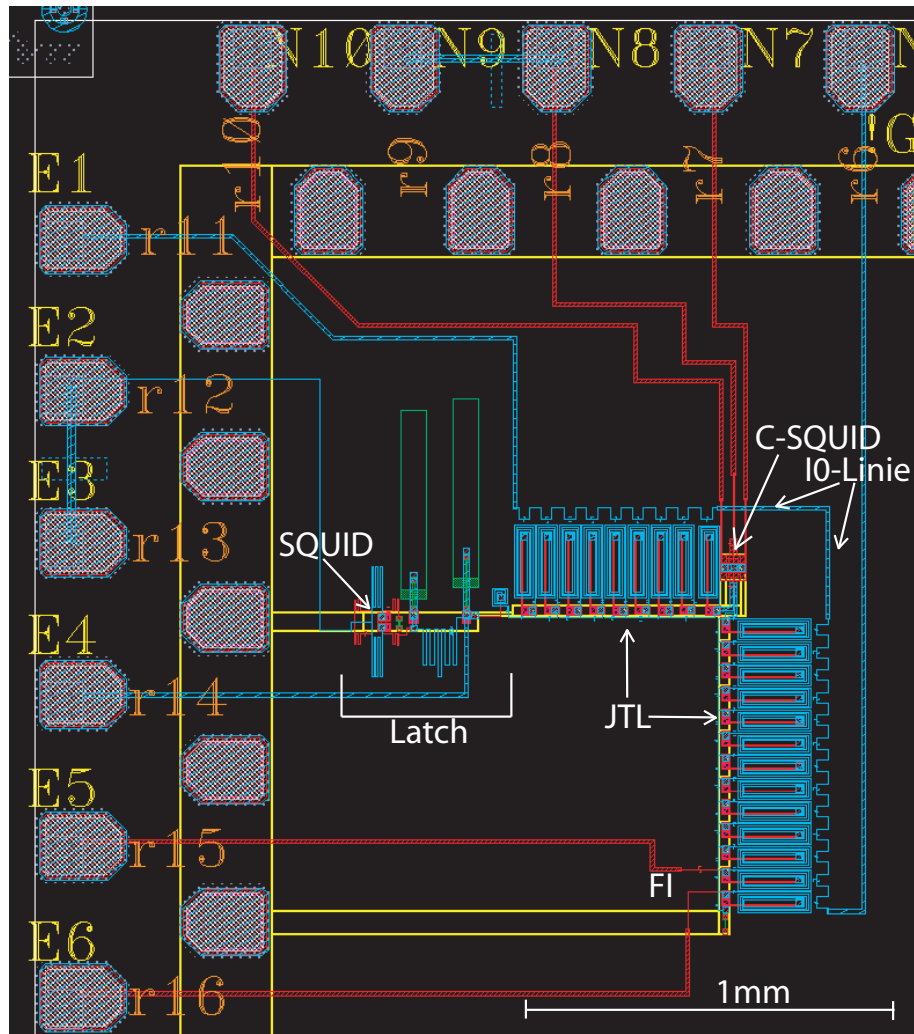
Zu Detektion der Fluxonen wird der SQUID mit ungefähr 70% des Schaltstroms betrieben. Der magnetische Fluss eines vorbeilaufenden Fluxons erzeugt in ihm einen zusätzlichen Kreisstrom, welcher zusammen mit dem Betriebsstrom den kritischen Strom  $I_C$  an den Kontakten übersteigt. Anders ausgedrückt hebt der zusätzliche eingebrachte Fluss das Quasiteilchen über die Potentialdifferenz. Somit geht der SQUID in den Spannungszustand, sodass eine Spannung  $> 0$  am Ausgang vorhanden ist. Allerdings kann der SQUID auch durch die oben beschriebenen Effekte, Quantentunneln, thermische Aktivierung oder äußeres Rauschen ebenfalls in den Spannungszustand gehoben werden. Daher müssen äußere Einflüsse durch geeignete Filterung begrenzt werden und die Messungen bei tiefen Temperaturen erfolgen, um möglichst im Quantenregime messen zu können. Dies ist im besonderen dann nötig, wenn der SQUID nicht moduliert und damit nicht an seinen empfindlichsten Punkt gebracht werden kann. Somit sollte die Möglichkeit bestehen ihn möglichst lange mit einem Strom zu versorgen ohne das ungewünschte Schalten auftritt.

Abgeschlossen ist die Linie auch auf dieser Seite mit einem Abschlusswiderstand, sodass eine Reflexion des Fluxons zurück in die Linie ausgeschlossen wird.

### 3 Experimentelle Untersuchung

#### 3.1 Chipdesign

Das Chipdesign wurde an der Chalmers Universität für den  $Nb$  30 A cm<sup>-2</sup> Fertigungsprozess der VTT aus Finnland entwickelt [9]. Dabei betragen die typischen gemessenen Größen eines ungedämpften Tunnelkontaktes bei 4,2 K :  $I_c = 2 \mu\text{A}$ ,  $I_c R_N = 2.4 \text{ mV}$ , wobei letzteres der Gapspannung entspricht. Der untersuchte Testchip ist in Abbildung 13 dargestellt. Auf diesen ist eine JTL aufgebracht, wobei die Induktivität einer



**Abbildung 13:** Chipdesign des untersuchten Chips. Eine Josephson-Transmissions-Line aus 22 Tunnelkontakten, welche mit einem Strom  $I_0$  gespeist werden kann. Zur Auslesung dient ein Latch. Die Fluxonen werden über eine Fluxon Injektion (FI) in die Linie gebracht. Ein zusätzlicher SQUID ist an die Mitte der Linie angekoppelt.

Zelle nach dem Design  $39pH$  beträgt. Damit ergibt sich für die Josephson-Eindringtiefe

in Einheiten der Zellgröße gemessen:

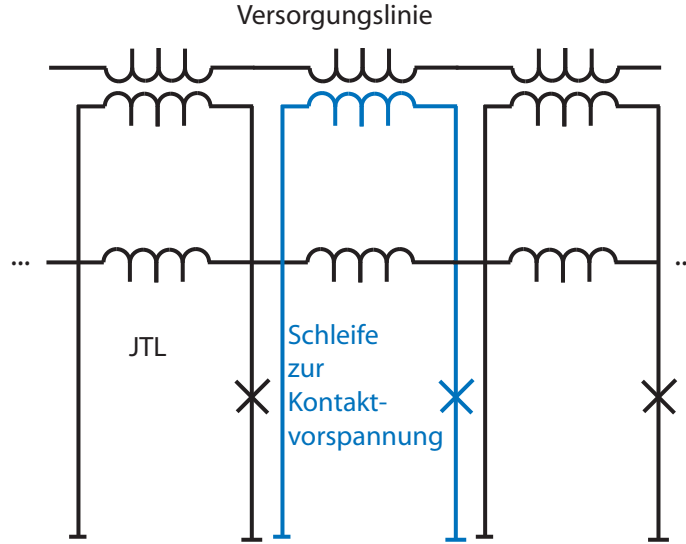
$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{(2\pi L I_c)}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-15} \text{Vs}}{(2\pi \cdot 39 \text{pH} \cdot 2 \mu\text{A})}} \approx 2 \quad (28)$$

Dies bedeutet, dass ein magnetischer Fluss über einen Abstand von ungefähr zwei Zellen in die JTL eindringen kann. Für das Produkt aus  $L$  und  $I_c$  findet man,

$$L \cdot I_c \approx 8 \cdot 10^{-17} \text{Vs} \ll 2 \cdot 10^{-15} \text{Vs} = \Phi_0 \quad (29)$$

Damit sind die in Abschnitt 2.3 genannten Bedingungen einer ballistischen JTL im vorliegenden Fall realisiert.

Für die Vorspannung der einzelnen Kontakte wird ein sehr kleiner Strom  $I_0$ , der in der Größenordnung von  $10^{-3} I_c$  liegt, benötigt. Hierzu werden die Kontakte zusätzlich über eine große Induktivität geschlossen, die schwach an die Versorgungslinie angekoppelt ist (vgl. Abbildung 14). Durch einen konstanten Strom durch diese Linie werden damit die Kontakte gleichmäßig versorgt.



**Abbildung 14:** Stromversorgung der Kontakte: Dazu werden die Kontakte über eine große Induktivität kurzgeschlossen. An die so entstehende Schleife ist die Versorgungslinie schwach induktiv angekoppelt. Ein Gleichstrom in dieser erzeugt eine gleichmäßige Vorspannung der Kontakte.

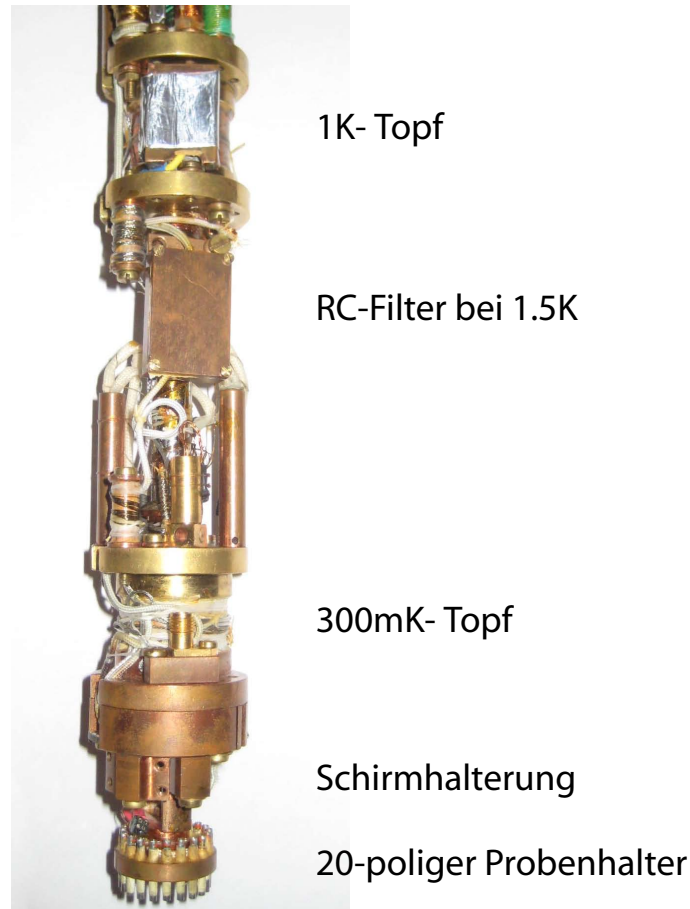
### 3.2 Messung im 300 mK Stab

Die vorliegende Nb-Technologie macht erste Testmessungen bei 4.2 K<sup>8</sup> möglich, da die Sprungtemperatur dieses Metalls bei etwa 9 K liegt. Allerdings zeigen die in Abschnitt 2.5 durchgeführten Berechnungen für 4.2 K ein zu starkes, durch thermische

<sup>8</sup>Der Temperatur von flüssigem Helium

Aktivierung ausgelöstes Springen des Mess-SQUID (schon bei  $0.6I_c$  ohne äußeren magnetischen Fluss). Daher soll zunächst das Funktionsprinzip der JTL bei 300 mK nachgewiesen werden. Dabei wurde in Betracht gezogen, dass nur das Verhalten der JTL und der Latch-Auslesung untersucht werden sollte. Da noch kein Qubit auf dem Chip vorhanden ist, musste nicht bis zu dessen Arbeitstemperatur ( $< 30$  mK) gekühlt werden.

Die 300mK werden durch das Pumpen von flüssigem  $^3\text{He}$  erzeugt, welches zuvor an einem gepumpten  $^4\text{He}$ -Topf bei etwa 1,5 K einkondensiert wurde. Näheres zum Funktionsprinzip findet sich z.B. in [17]. Eine Abbildung des Messstabes ist in Abbildung 15 dargestellt. Dabei ist der Probenhalter mit einer Steckverbindung am Kryostaten be-

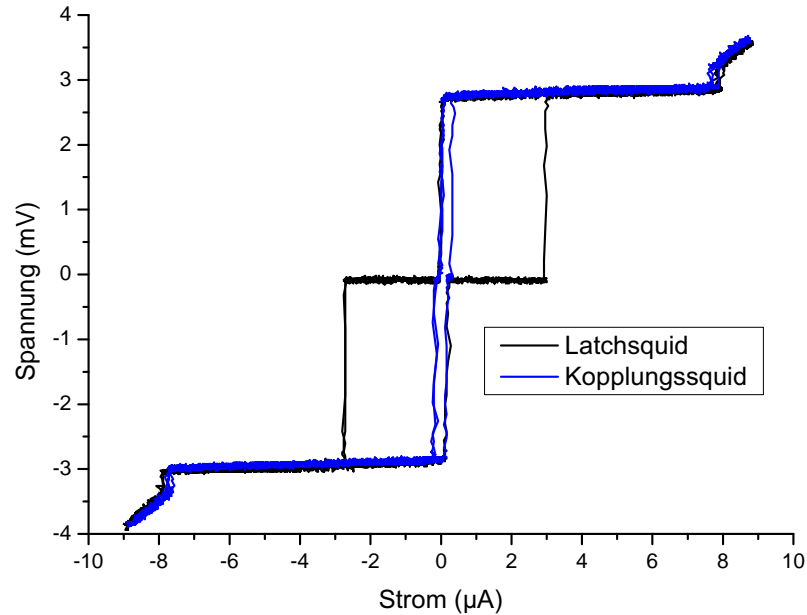


**Abbildung 15:** 300mK Stab, der Probenhalter ist über eine 20-polige Steckverbindung angebracht.

festigt. Von dort gehen 20 dünne Cu-Leitungen als „twisted pairs“ (10 Paare) bis zum Kryostatenkopf. Bei 4 K ist ein RC-Filter eingebaut, der 10 k $\Omega$  Widerstand, 1,5 nF Kapazität zwischen den Linien und damit eine Abschneidefrequenz von  $\approx 1$  kHz hat. Die Probe befindet sich während des Versuchs in einem Kupferschirm, welches mit Blei ausgekleidet ist, um die effekte äußerer, veränderlicher Magnetfelder zu minimieren. Erste Messungen wurden an den beiden SQUID durchgeführt. Hierzu wurde der jewei-

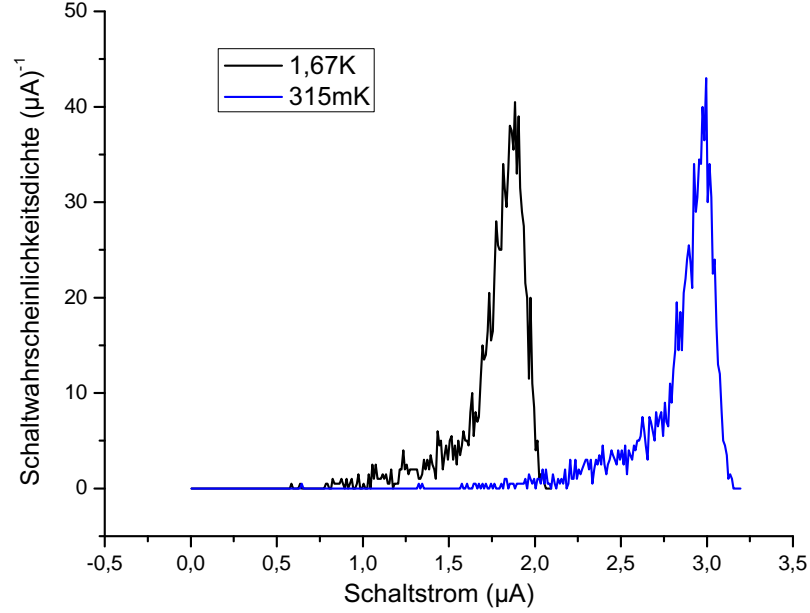


lige SQUID mit einem Dreiecksstrom betrieben und die Spannung an ihm gemessen. Beides wurde am Oszilloskop beobachtet. Dabei zeigt sich die typische in Abschnitt 2.5 beschriebene I-V-Charakteristik. Diese ist in Abbildung 16 dargestellt. Die Werte des



**Abbildung 16:** Mit dem Oszilloskop gemessene I-V-Kennlinien des Latch- und Kopplungs-SQUID

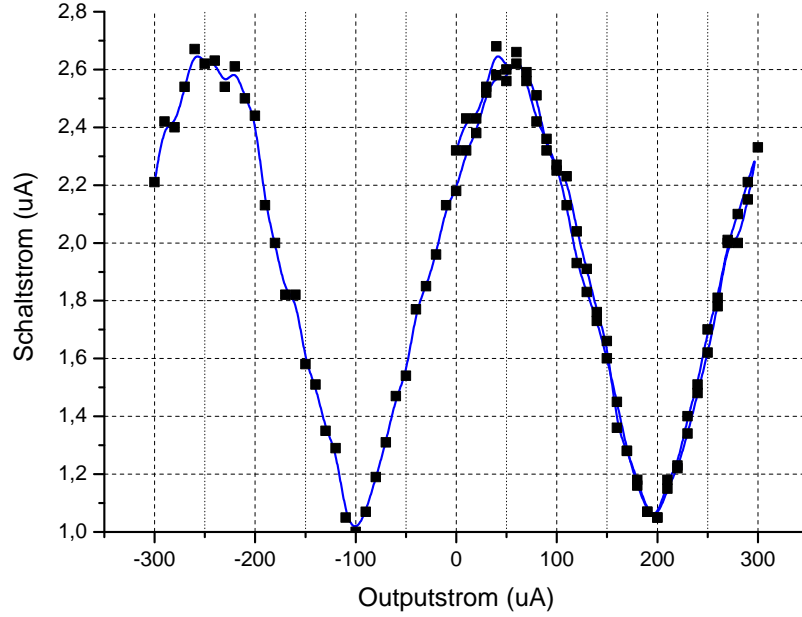
kritischen Stroms, welche bis zu  $4\mu\text{A}$  (Summe der kritischen Ströme der Kontakte von je  $2\mu\text{A}$  betragen sollten, sind vor allem beim Kopplungssquid zu niedrig. Auch starke Schwankungen des Schaltstroms während der Messung konnten festgestellt werden. Für genauere Untersuchungen können Schaltstromhistogramme heran gezogen werden. Dafür triggert man das Oszilloskop auf das Schalten des SQUID und zeichnet den in diesem Moment vorhandenen Strom auf. Aus mehrmaliger Wiederholung kann eine Statistik über den kritischen Strom aufgestellt werden, welche der Verteilung aus Gleichung 26 entspricht. Diese ist für den Latch-SQUID in Abbildung 17 dargestellt. Dabei stellt sich die Wahrscheinlichkeit für Schalten des SQUID als sehr breit (nahezu  $0,5\mu\text{A}$ ) heraus. Auffällig ist, dass zwar der kritische Strom wie erwartet für kleinere Temperaturen größer wird, allerdings die Breite der Verteilung sich kaum verändert. Daraus kann man schließen, dass das Schaltstromhistogramm nicht nur thermisch verbreitert ist, sondern von anderen Rauschquellen dominiert wird. Um dies zu bestätigen wurden die beiden Kurven mit einem Programm, welches auf Grundlagen aus Abschnitt 2.5 bzw. [16] beruht, approximiert. Dabei ergaben sich Werte der effektiven Rauschtemperatur von etwa 10 K. Die Verschiebung des kritischen Stroms ist eher durch einen Unterschied im am SQUID vorhandenen magnetischen Feld zu erklären. Leider bestand die Möglichkeit ein externes Magnetfeld anzulegen, um dies zu überprüfen, nicht. Hin-



**Abbildung 17:** Schaltstromhistogramm des Latch-SQUID bei 0,3 K und 1,7 K

gegen wurde gefunden, dass mit der Linie für den Outputstrom (vgl. Abschnitt 2.5) der Latch-SQUID moduliert werden kann. Das heißt, der kritische Strom konnte, wie in Abbildung 18 zu sehen, abhängig vom Outputstrom variiert werden. Eine Periode entspricht also einer Stromänderung am Outputeingang von  $\Delta I_B = 300 \mu\text{A}$ . Durch die Möglichkeit der Modulation konnte der Arbeitspunkt des SQUID variiert werden. Ein Punkt, an dem der kritische Strom maximal ist, wurde zum Test der JTL gewählt, da hier ebenfalls ein möglichst hoher Betriebsstrom des SQUIDs verwendbar sein sollte. Allerdings verhinderte das zufällige Springen des SQUIDs auch bei dieser vorgehensweise ernsthafte Messungen.

Nach dem in Abschnitt 2.5 beschriebenen Design sollte die Linie des Outputstroms nicht geeignet sein eine Modulation des SQUID zu erzeugen. Sie ist über die JTL, also über die supraleitenden Josephsonkontakte der JTL, und über die Versorgungsleitungen der Kontakte, also über hohe Induktivitäten, kurzgeschlossen. Hinzu kommt, dass die am SQUID vorbeiführende Linie zusätzlich einen Widerstand beinhaltet, sodass dort kein Gleichstrom entstehen sollte. Demzufolge kann die Modulation nur durch unerwünschte Effekte, einem parasitärem Effekt, zustande kommen. Bei nächsten Messungen wurde daher in hohem Maße darauf geachtet, dass keine Bonddrähte in der Nähe des SQUIDs verlaufen und alle Linien bis zum Probenhalter geschirmt verlaufen. Dieser parasitäre Effekt und das hohe gefundene Rauschen, welches die Histogramme bestätigen, müssen durch eine Verbesserung des Messaufbaus gemindert werden.



**Abbildung 18:** Modulation des Latch SQUID mit der Linie für den Outputstrom gemessen im 300 mK Stab

### 3.3 Messungen im Mischungskühler

Die Entscheidung, den Mischungskühler für weitere Messungen zu nutzen, resultiert aus zwei wesentlichen Gründen. Zum einen ist der Platz für weitere Filter im 300 mK Stab sehr stark beschränkt. Weiterhin kann hier auch eine wesentlich niedrigere Temperatur erreicht werden. Damit kann der die thermische Verbeiterung der Histogramme reduziert und es können von Anfang an Messungen bei der für den Qubit-Betrieb notwendigen Arbeitstemperatur ( $\leq 30$  mK) durchgeführt werden.

Ein Mischungskühler kann Temperaturen von bis zu 10 mK erreichen. Dazu wird eine Mischung von  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  in einem Kreislauf zirkuliert. An einem gepumpten  $\text{He}^4$ -Topf und unter Verwendung einer Durchflußimpedanz wird die Mischung einkondensiert und tropft in die so genannte Mischkammer. Dort kommt es beim Unterschreiten einer bestimmten Temperatur zur Entmischung und es entsteht eine Phasengrenze zwischen reinem  $^3\text{He}$  und einer Mischung mit 6 – 7%  $^3\text{He}$  auf. Die Kühlleistung wird dann durch den Übergang von  $^3\text{He}$  aus der reinen Phase in die Mischung erreicht. Eine genauere Beschreibung des Arbeitsprinzips eines Mischungskühlers findet sich z.B. in [17].

### 3.3.1 Messaufbau

Eine neue Verkabelung wurde für die vorgesehene Messaufgabe im Mischungskühler entworfen und hergestellt. Diese ist in Abbildung 19 schematisch und in Abbildung 20 in Realität dargestellt. Sie besteht aus 12 geschirmten „twisted pairs“, für die Nb-Ti als Material gewählt wurde. Von diesen sind allerdings nur zehn an den Probenhalter angeschlossen. Mehrere Filter bei verschiedenen Temperaturstufen wurden zur Rauschminderung eingebaut. Dabei handelt es sich um einen RC-Filter mit  $2 \times 1 \text{ k}\Omega$ ,  $1 \times 1,5 \text{ nF}$  und  $2 \times 1,5 \text{ pF}$ , der an die  $4 \text{ K} - \text{Platte}$  thermisch angekoppelt ist, einen LC-Filter auf Mischkammertemperatur mit  $2 \times 300 \text{ nH}$ ,  $1 \times 1 \text{ nF}$  und  $2 \times 1 \text{ pF}$  und ebenfalls bei 10 mK einen Kupferpuderfilter. Die theoretischen Frequenzverläufe der beiden zuerst genannten sind jeweils mit einer gemessenen Kurven in Abbildung 21 dargestellt.

Die gemessene Kurve stimmt beim RC-Filter bis ungefähr 10 MHz etwa mit der theoretischen Vorhersage überein. Ab etwa 100 MHz ist der Filter nicht mehr wirksam. Zu erwähnen ist, dass in die Messkurve die natürliche Abschwächung, welche durch das vorhandene Widerstandverhältnis (Innenwiderstand des Netzwerkanalysators zu Widerstand der Filterleitung) von  $20 \log_{10} (50 \Omega / 2000 \Omega) = -32,04 \text{ dB}$  abgezogen wurde. Im Falle des LC-Filters entspricht die gemessene Kurve auch für höhere Frequenzen bis etwa 100 MHz noch den erhofften Werten. Allerdings ist bei 300 MHz nur noch eine Abschwächung im Bereich von  $-20 \text{ dB}$  festzustellen.

Die Filter sind so konstruiert, dass die Kondensatoren zur Masse liegen. Dies hat die Vorteile, dass die Kanäle auch als Einzelleitungen genutzt werden können und eine Filterung auch von common mode Signalen<sup>9</sup> funktioniert. Zu sehen ist, dass die beiden Tiefpassfilter für sehr hohe Frequenzen ihre Wirksamkeit verlieren. Das liegt an der Tatsache, dass die Kapazität der Kondensatoren bzw. die Induktivität der Spulen ebenfalls frequenzabhängig ist. So wirkt z.B. ein Kondensator ab einer bestimmten von seinen Materialien und Bauform abhängigen Frequenz auch induktiv. Um auch hohe Frequenzen zu unterdrücken sind daher die Kupferpuderfilter bei 10 mK installiert. Dabei handelt es sich um lange spiralförmige Kupferdrähte innerhalb eines Zylinders, welcher mit Kupferpuder gefüllt wird. Die Teilchen des Puders wirken untereinander als Kapazitäten, wodurch unter Ausnutzung des Skin Effekts<sup>10</sup> die hohen Frequenzen zur Masse abgeleitet werden. Aus ähnlichen Überlegungen wurde die Kupferbox, indem der RC-Filter eingebaut ist, ebenfalls mit Kupferpuder gefüllt.

Die Probe befindet sich innerhalb einer zweiteiligen Schirmung. Im Inneren befindet sich ein Kupferschirm, welcher wiederum mit Blei ausgekleidet wurde. Darüber ist ein weiteres aus  $\mu$ -Metall<sup>11</sup> bestehendes Schild angebracht. Dabei dient das  $\mu$ -Metall zur Abschirmung statischer Magnetfelder wohingegen das Blei, welches ab Temperaturen

<sup>9</sup>Signale, die in beiden Leitungen eines Paares auftreten und somit nicht von Filtern, die nur zwischen den Paaren wirken, gesehen werden.

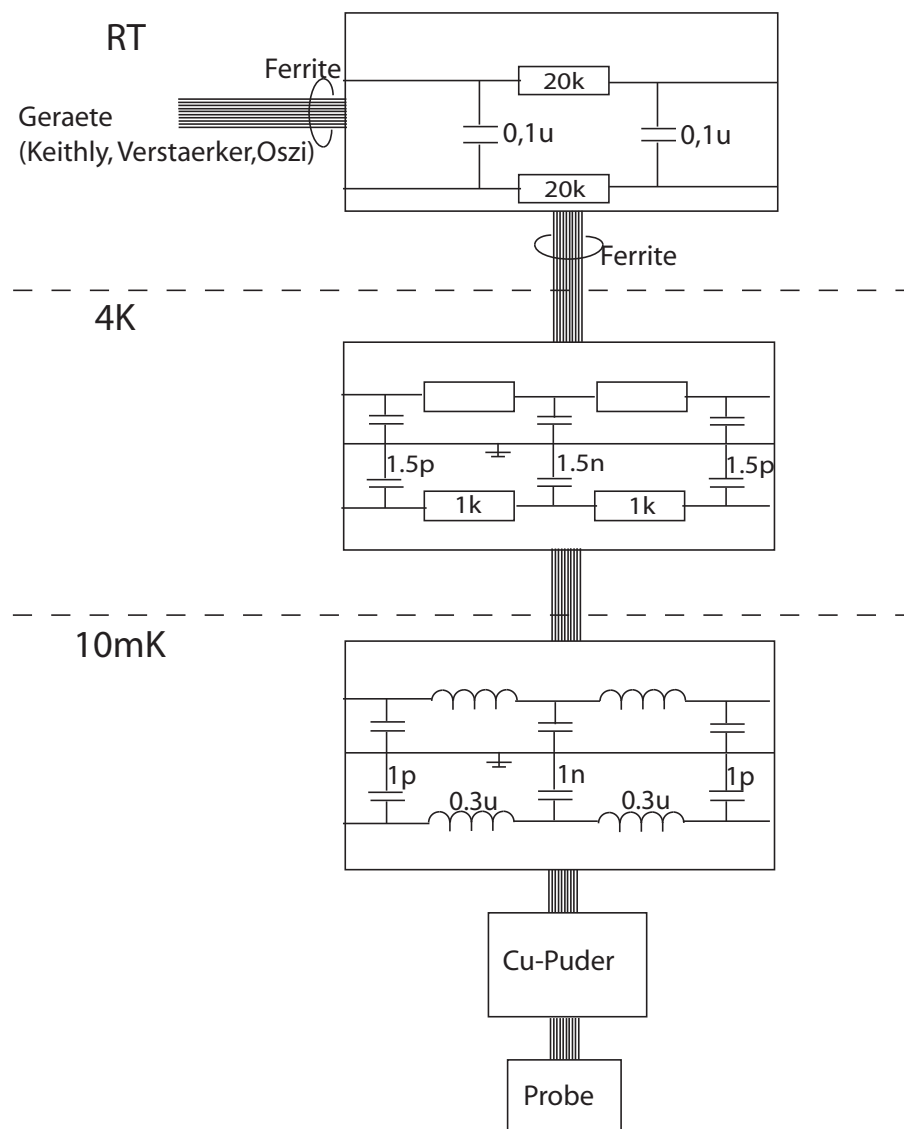
<sup>10</sup>Der Skin Effekt beschreibt die Ausbreitung von hochfrequenten Signalen durch leitfähiges Material. Diese dringen dabei nicht weit in den Leiter ein und werden lediglich auf der Oberfläche transportiert.

<sup>11</sup> $\mu$ -Metall ist eine Verbindung aus 75%Nickel, 15%Eisen sowie Kupfer und Molybdän, die eine hohe Permeabilität besitzt.

von etwa 7 K supraleitend wird, zur Stabilisierung der Feldes führt.

Nach ersten Testmessungen zeigte sich, dass eine weitere Filterung bei Raumtemperatur das Ergebnis noch verbessern kann. Vor allem die Versorgung mit kleinen Strömen sollte durch die Erhöhung des Widerstandes der Leitung erleichtert werden. Hierzu wurden in die Stromleitungen Filter mit  $20\text{ k}\Omega$  und  $100\text{ nF}$ , allerdings nur zwischen den Paaren und nicht zur Masse, eingebaut. Ebenfalls zur Vermeidung von common mode Signalen wurden außerdem Ferrite um die Paare und um den gesamten Kabelstrang installiert.

Als erstes Ergebnis des verbesserten Aufbaus zeigte sich, dass die Modulation des Latch-SQUIDs mit der Outputlinie hier nicht möglich ist, sodass dieser parasitäre Effekt erfolgreich eliminiert werden konnte und feststeht, dass er nicht auf einen Designfehler auf dem Chip zurückzuführen ist.



**Abbildung 19:** Schematische Darstellung der Verkabelung im Mischungskühler:

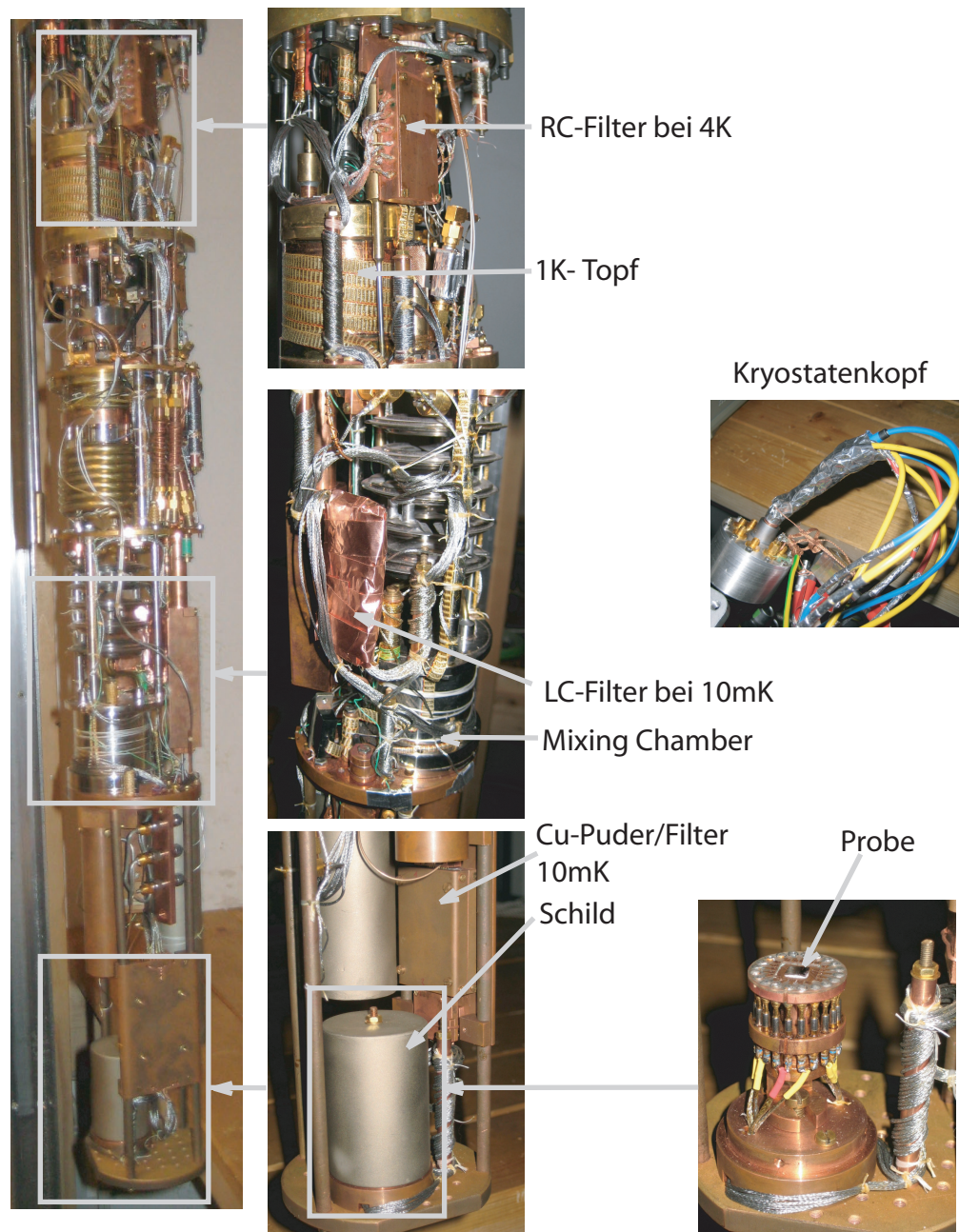
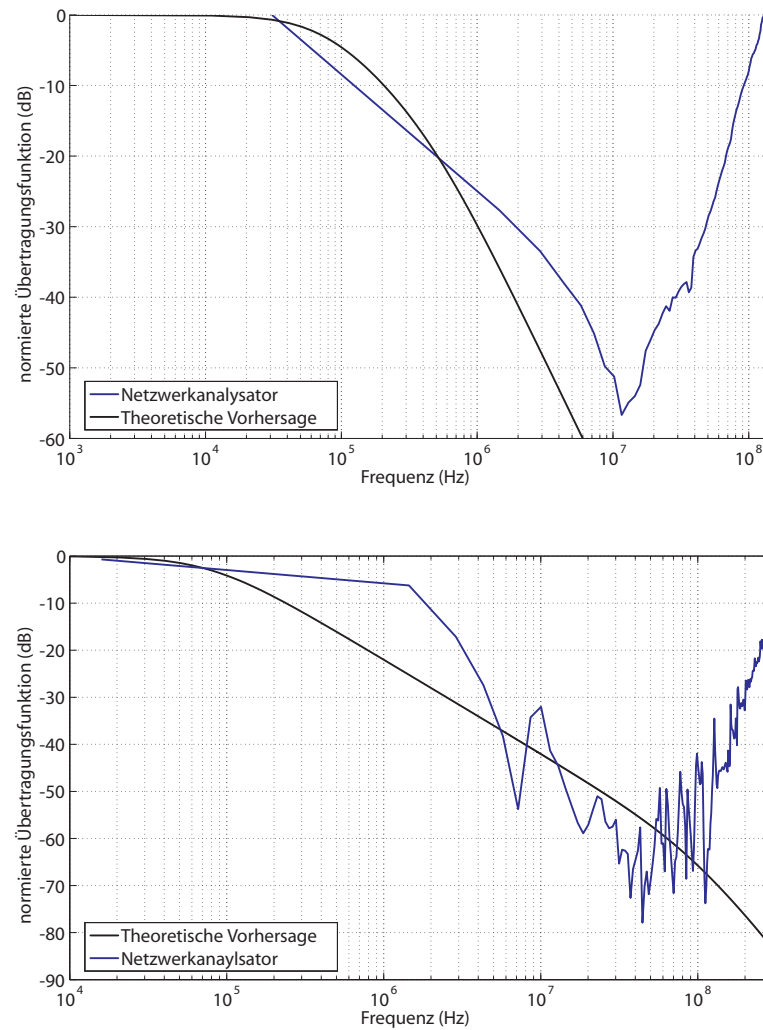


Abbildung 20: Verkabelung im Mischungskühler

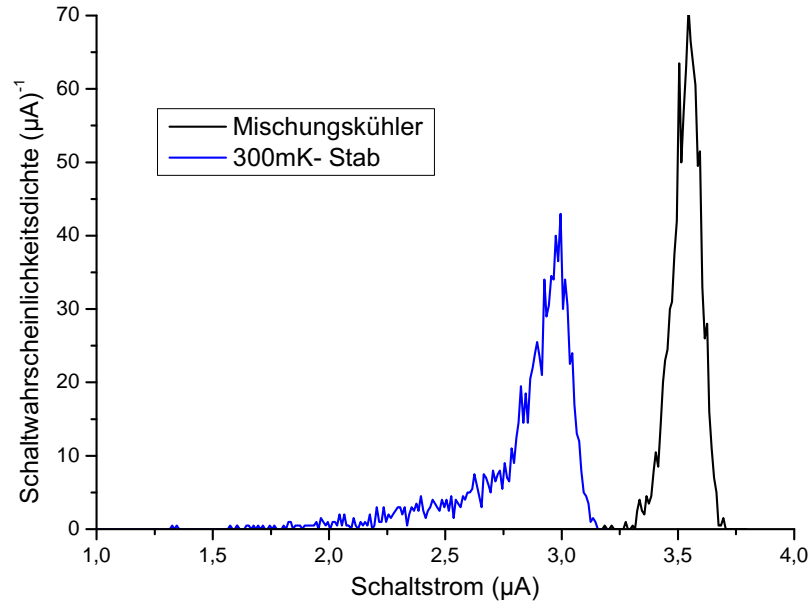


**Abbildung 21:** Frequenzverlauf von RC-Filter (oben) und LC-Filter (unten) jeweils gemessen mit Netzwerkanalysator, sowie theoretisch berechneter Verlauf unter der Annahme idealer Bauteile



### 3.3.2 Schaltstromhistogramme

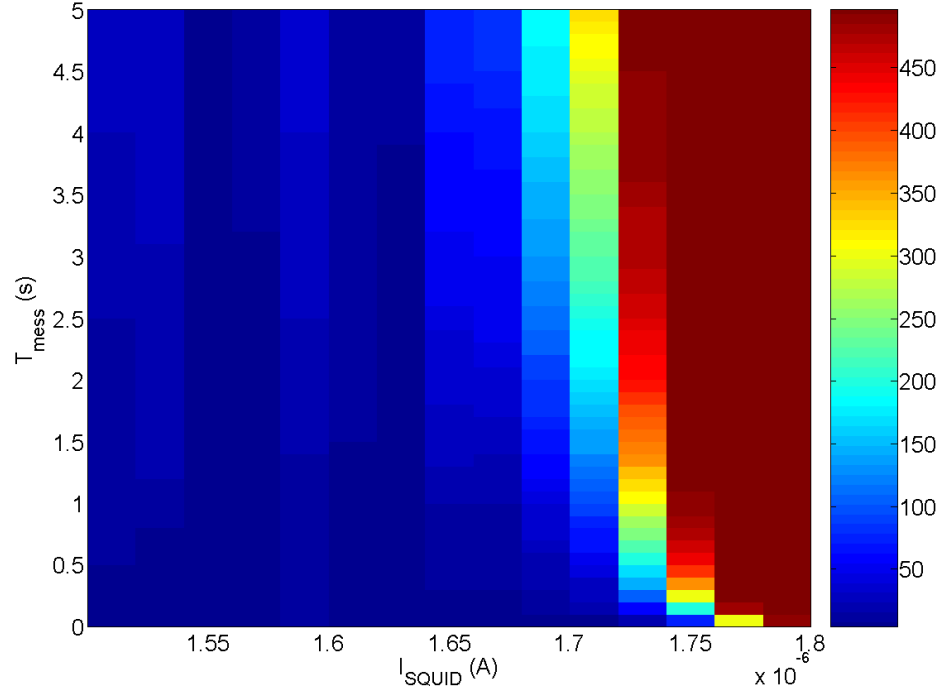
Um die Effektivität der Filterung im Vergleich zu jener im 300 mK Stab zu demonstrieren, wurden mit den gleichen Geräten und bei gleicher Temperatur Schaltstromhistogramme gemessen. In Abbildung 22 wird der Unterschied deutlich.



**Abbildung 22:** Erste Testmessung eines Histogramms im Mischungskühler bei 300 mK im Vergleich zu dem Ergebnis aus dem 300 mK Stab am selben SQUID bei gleicher Temperatur und unter Verwendung gleicher Messgeräte und Methoden (d.h. Signalgenerator mit Dreieckssignal, Verstärker und Oszilloskop)

Zu achten ist dabei wiederum auf die Breite der Verteilung, da in den maximalen kritischen Strom auch der äußere magnetische Fluss zu berücksichtigen ist, welcher aber während der Messung nicht variiert werden konnte. Es fällt allerdings auf, dass bei der Messung im 300 mK Stab auch bei 60% des maximal gemessenen kritischen Stroms noch ungewollte Schaltungsvorgänge auftreten. Im Mischungskühler kann auch bei 80% dieser Größe noch genug Stabilität erreicht werden, um die in Abschnitt 2.5 beschriebene Messung durchzuführen.

Für die weiteren Messungen wurden Temperaturen von 10 mK und Keithly Stromversorgungsgeräte genutzt. Diese bieten den Vorteil gleichzeitig die abfallende Spannung messen können. Da diese mit einem Skript programmierbar sind, konnten genauere Messungen zu möglichen Mesströmen am SQUID durchgeführt werden. Die gemessenen Ergebnisse sind in Abbildung 23 dargestellt und das verwendete Programm, welches vom Keithly ausgeführt wurde findet sich in Anhang A.2. Aus dem Bild ist zu entnehmen, dass für ausreichend beschränkte Messzeit (etwa bis 500 ms) auch knapp

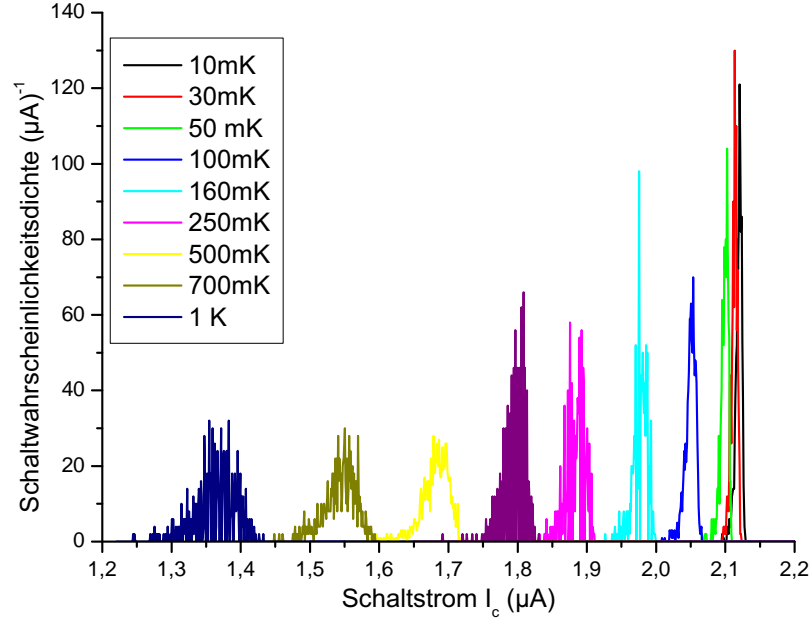


**Abbildung 23:** Untersuchung zur maximalen Messzeit bei verschiedenen Versorgungsströmen des SQUID, dabei ist jeweils die Summe der Schaltungsvorgänge bis zum an der y-Achse angegebenen Zeitpunkt dargestellt. Insgesamt wurden pro Strompunkt 500 Messzyklen durchgeführt.

unter dem maximal gemessenen kritischen Strom gemessen werden kann. Der Messaufbau reicht aus, um bei etwa 90% dieses Stromwertes über längere Zeiten mit wenig Störungen zu messen.

Um den Messaufbau weiter zu charakterisieren wurden mehrere Schaltstromhistogramme für verschiedene Temperaturen aufgenommen, welche in Abbildung 24 zu sehen sind.

Dabei wird der Einfluss der Temperatur auf die Verteilungen hinunter bis 10 mK deutlich. Anscheinend hat das externe Rauschen nur einen geringen Einfluss und daher ist eine Untersuchung, in wie weit die Messung schon von Quanteneffekten bestimmt wird, sinnvoll. Hierzu wird zu nächst die Übergangstemperatur  $T_u$  nach Gleichung 25 berechnet. Die Größe der Plasmafrequenz wird dabei den zum Design durchgeführten theoretischen Berechnungen [9] mit  $\omega_0 = 28$  GHz entnommen. Damit erhält man einen Wert  $T_u \approx 34$  mK. In Abbildung 25 sind nun der mittlere Schaltstrom sowie die Breite der Verteilung über  $T^{2/3}$  dargestellt. Die x-Achse ist so gewählt, da nach Abschnitt 2.5 die Breite der Verteilung im Regime der thermischen Aktivierung linear von  $T^{2/3}$  abhängen soll. Es sind die Abflachungen der Kurven für Schaltstrom und Breite der Verteilung bei tiefen Temperaturen zu erkennen. Aus der Grafik ermittelt man den Übergang zum Quantenregime zu etwa  $0,1 \text{ K}^{2/3}$  was der 30 mK Messung entspricht.

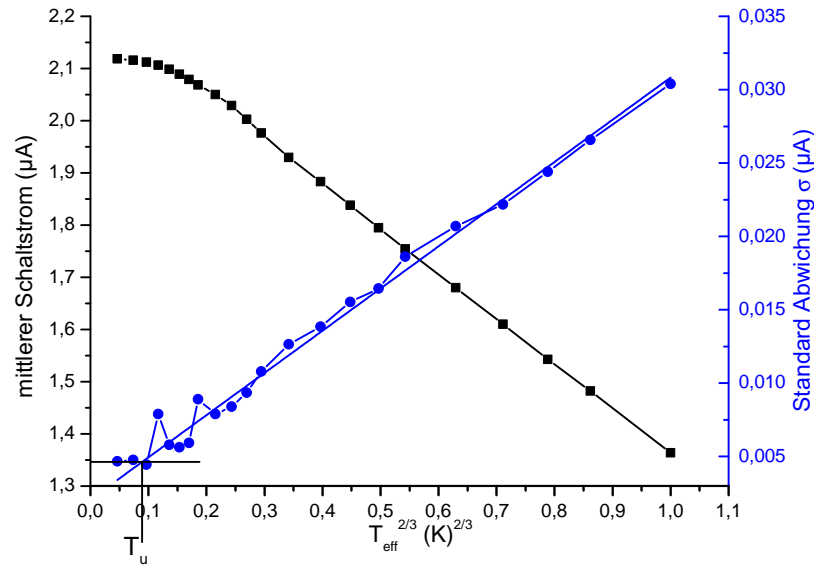


**Abbildung 24:** Schaltstromhistogramme für verschiedene Temperaturen gemessen am Kopplungs-SQUID

Da dies in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage der Übergangstemperatur steht, ist anzunehmen, dass bei Temperaturen von 10 mK nur noch die Aktivierung durch Quantentunneln die Messergebnisse beeinflusst.

### 3.3.3 Funktion der JTL

Mit den nun ausgezeichneten Messbedingungen wurde das Funktionsprinzip der Linie getestet. Hierfür wurde ein weiteres Skript (Anhang A.3) geschrieben, welches zunächst dafür sorgt, dass der SQUID mit einem Strom  $I_{mess}$  nahe dem kritischen Punkt versorgt wird. Dabei konnte ein Strom von  $2,81 \mu\text{A}$  genutzt werden, der zwar nur knapp unterhalb des Histogramms liegt, aber etwa 70% des maximalen kritischen Stroms ( $4 \mu\text{A}$ ) entspricht. Dann werden an die Fluxon Injection Strompulse mit einer Größe von  $I_{FI}$  und einer Länge von  $T_{FI}$  gegeben. Nach einer Zeit von jeweils 10 ms, die durch den Messaufbau, im besonderen die Mittelungszeit des Keithly, bestimmt wird, erfolgt eine Messung der Spannung am SQUID, wobei die Gesamtmesszeit nach einem Puls mit  $T_{mess}$  eingestellt werden kann. Diese Messmethode ist am Latch-, sowie am Kopplungs-SQUID anwendbar. Zunächst wurden Messungen am Latch für verschiedene Outputströme (vgl. Abbildung 11) und Polaritäten von  $I_{FI}$  vorgenommen. Auch verschiedene Höhen an der Fluxon Injektion wurden getestet, wobei aber keine höhere Wahrscheinlichkeit für Schaltungen am SQUID mit Strompulsen größer als  $15 \mu\text{A}$

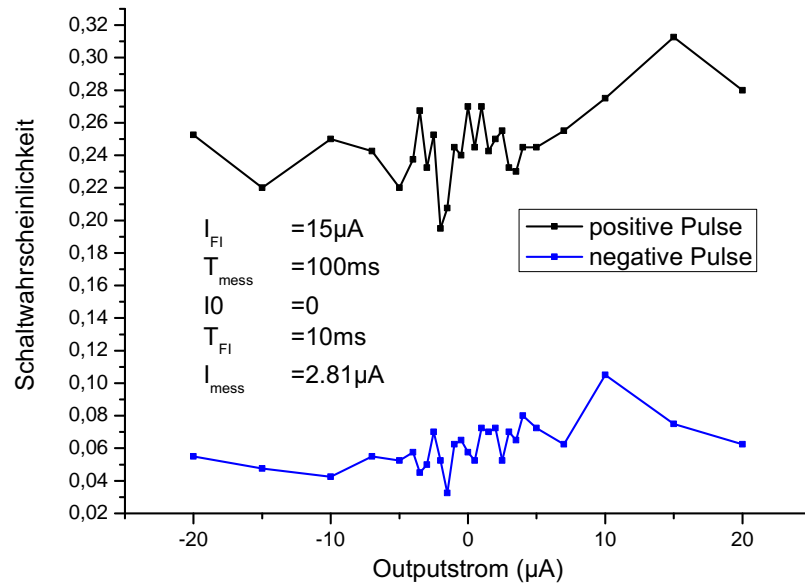


**Abbildung 25:** Temperaturabhängigkeit des mittleren Schaltstroms und der Breite der Schaltstromverteilung gemessen am Kopplungs-SQUID

festgestellt wurden. Die Messergebnisse sind in Abbildung 26 für eben diese Höhe der Strompulse dargestellt. Dabei fällt auf, dass es einen deutlichen Unterschied zwischen den Polaritäten gibt. So ist festzustellen, dass der SQUID bei positiven Pulsen etwa in 25% der Fälle schaltet. Im anderen Fall sind es lediglich um die 7%. Dies entspricht in etwa den Erwartungen, da nur Fluxonen mit der richtigen Polarität den kritischen Strom des SQUID herabsetzen. Die Größe des Outputstroms scheint allerdings auf das Ergebnis keinen Einfluss zu haben. Lediglich eine schwache Erhöhung der Schaltwahrscheinlichkeit für größer werdenden Versorgungsoutput ist zu erkennen, was aber einer weiteren Untersuchung bedarf.

Ebenso ist fragwürdig, warum die maximale Schaltwahrscheinlichkeit lediglich bei 25% liegt, also nur jedes vierte Fluxon einen Schaltungsprozess auslöst. Eine Möglichkeit dies zu erklären bietet der Kopplungs-SQUID. An diesem konnte, vermutlich wegen eines fehlerhaften Bonddrahtes, der Fluß nicht moduliert werden. Das heißt aber, dass Fluxonen vom unbekannten Zustand dieses SQUID aufgehalten werden könnten. Auch die Dämpfung in der JTL oder an Fehler an deren Fortsetzung durch den Latch könnten Einfluss auf das Ergebnis haben. So ist denkbar, dass im Latch zunächst einige Fluxonen gespeichert werden, ehe ein weiteres zur Schaltung führt.

Um ein weiteres Indiz für das Durchlaufen der Fluxonen zu erhalten, wurde außerdem die Schaltwahrscheinlichkeit über der Messzeit gemessen (vgl. Abbildung 27). Hierbei stellt man fest, dass die zusätzlichen Schaltungsvorgänge alle in den ersten 20 ms der Messung stattfinden. Da aber gerätebedingt nur eine Auflösung von 10 ms vorliegt, können genaueren Aussagen nur in geringem Maße gemacht werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Fluxonen sollte bei mehreren 100 Zellen pro ps liegen. Damit sollten



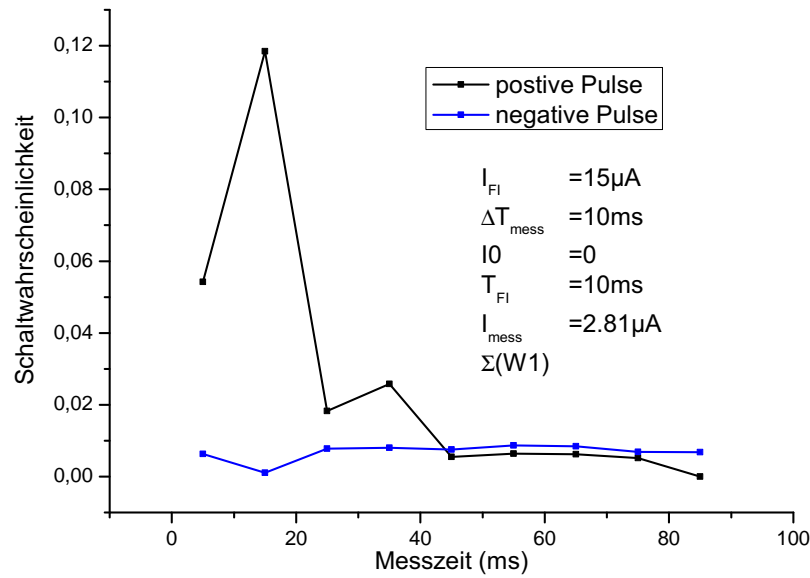
**Abbildung 26:** Schaltungswahrscheinlichkeit des Latch-SQUID für verschiedene Outputströme

die zusätzlichen Schaltvorgänge zeitlich kurz nach dem Erreichen des Pulses an der Fluxon Injektion zu finden sein.

Die Filterungen in den Linien, im besonderen die großen Filter ( $20\text{ k}\Omega$ ,  $100\text{ nF}$ ) mit Abschneidefrequenz um  $100\text{ Hz}$  bei Raumtemperatur, sorgen dafür, dass die Linien sehr langsam auf Pulse reagieren. Damit ist eine Verzögerung von etwa  $20\text{ ms}$  zwischen Senden des Pulses und Registrierung des Schaltens des SQUID, wie sie in der Abbildung 27 deutlich wird, durchaus realistisch. Schnellere Messungen sind nicht nötig, da wie in Abschnitt 2.5 erläutert, im Referenzmessfall die Geschwindigkeiten der Linien direkt durch den Latch ausgewertet werden.

Da die Ergebnisse am Latch SQUID nicht zufrieden stellend sind (lediglich 25% Schaltungswahrscheinlichkeit), wurde auch der Kopplungs-SQUID als Detektor für ein vorbeilauendes Soliton genutzt. Da dieser direkt an die JTL angekoppelt ist, sollte für den Fall einer funktionierenden Ausbreitung ein klares Ergebnis zu finden sein. Die Messergebnisse der Schaltungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Höhe der Strompulse ist in Abbildung 28 dargestellt. Hier wird für eine Pulshöhe von  $10\text{ }\mu\text{A}$  an der Fluxon Injektion eine 100% Schaltungswahrscheinlichkeit nachgewiesen. Dies rechtfertigt auch die Verwendung eines Stromes von  $15\text{ }\mu\text{A}$  bei dem Test unter Verwendung des Latches. Dort sollte also bei jedem Puls ein Fluxon erzeugt worden sein.

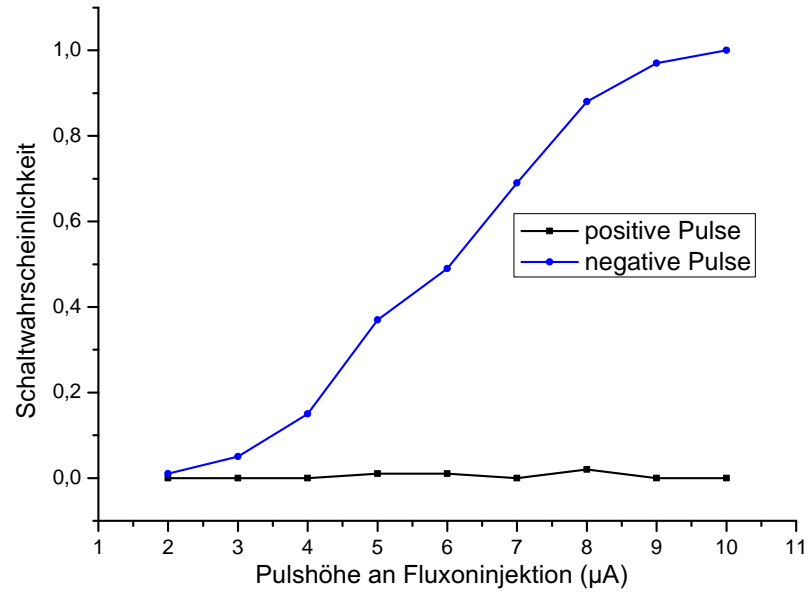
Für kleinere Ströme nimmt die Anzahl der Schaltungsvorgänge am SQUID+ immer weiter ab. Offensichtlich gibt es eine von der Pulshöhe abhängige Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Fluxonen. Es ist noch darauf hinzuweisen, dass während der Messung die Kontakte nicht zusätzlich mit einem Strom  $I_0$  vorgespannt wurden, was



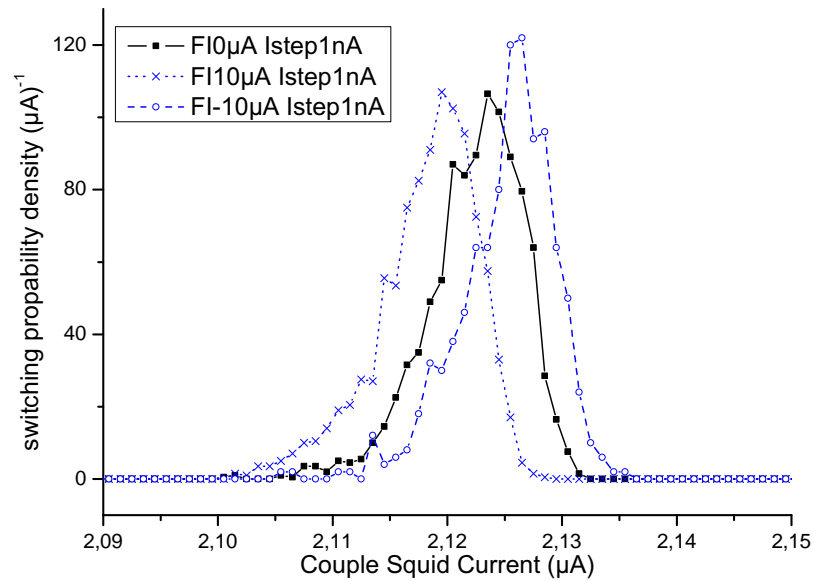
**Abbildung 27:** Schaltungsvorgänge am Latch-SQUID in Abhängigkeit von der vergangenen Zeit nach dem Senden des Strompulses an der Fluxon Injektion

dazu führen kann, dass die Fluxonen in der Linie gedämpft werden.

Um Fehler, wie z.B. eine direkte Beeinflussung des kritischen Stroms am SQUID durch ein Übersprechen des Stroms in der Fluxon Injektion, auszuschließen, wurden außerdem für verschiedene Ströme an der FI Schaltstromhistogramme am Kopplungs-SQUID gemessen. Diese sind in Abbildung 29 dargestellt. Es findet sich in der Tat ein Einfluss. Für negative Ströme wird das Histogramm zu größeren Strömen verschoben. Das bedeutet, bei gleichem Messstrom am SQUID ist ein Schalten weniger wahrscheinlich, dass aufgrund eines direkten Übersprechens von der Injektionslinie ausgelöst wird. Allerdings findet sich eben für das Senden negativer Pulse eine höhere Wahrscheinlichkeit (vgl. Abbildung 28). Das gefundene Übersprechen von der Fluxon Injektion auf den SQUID ist also nicht als Ursache für die höhere Schaltwahrscheinlichkeit bei der Verwendung von Pulsen zu sehen. Damit wird bestätigt, dass lediglich die Fluxonen, die den SQUID passieren, für die größere Anzahl von Schaltungen verantwortlich sind.



**Abbildung 28:** Schaltwahrscheinlichkeit des Kopplungs-SQUID für verschieden hohe Strompulse an der Fluxon Injektion



**Abbildung 29:** Schaltstromhistogramme werden durch verschiedene Ströme an der Fluxon Injektion leicht verschoben. Die Breite ändert sich dabei nicht.

## 4 Zusammenfassung und Diskussion

Mit Hilfe des Chips, auf dem eine Test-JTL sowie die Latch-Auslesung vorhanden sind, konnten erste erfolgreiche Messungen durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde ein hervorragend geeigneter Messplatz entwickelt, der im vorliegenden Fall bis in den Bereich des Quantenregimes nutzbar ist. Leider war es nicht möglich, die Messungen im 300 mK Stab durchzuführen. Dessen ungeachtet kann er zum Testen der Bondverbindungen und der generellen Funktionalität der SQUIDs und Leitungen auf dem Chip genutzt werden. Der Betrieb des Mischungskühlers bringt zwar einige Vorteile, wie den größeren Platz für Filter und die geringere Basistemperatur, allerdings ist vor allem der zeitliche Aufwand enorm.

Durch die aufwendige Filterung konnte der Einfluss des äußeren Rauschen auf die Messung minimiert werden. Die theoretisch berechnete Größe für den Übergang zum Quantenregime von 34 mK liegt in guter Übereinstimmung mit dem Messergebnis  $\approx 30$  mK, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Messung nur von der Temperatur und nicht zu eliminierenden Quanteneffekten gestört wird.

Der Gesamttest der JTL wirft hingegen einige Fragen auf. Am Latch konnte für Strompulse mit geeigneter Polarität an der Fluxon Injektion eine höhere Schaltwahrscheinlichkeit festgestellt werden. Da dies aber hier nur in 25% der Fällen zu funktionieren scheint, müssen weitere theoretische und praktische Untersuchungen am Latch und dem gesamten Aufbau durchgeführt werden.

Die Ergebnisse unter Verwendung des Kopplungs-SQUIDs zeigen dagegen ein überzeugenderes Ergebnis. So kann für eine geeignete Pulshöhe ( $10 \mu\text{A}$ ) ein Schalten in 100% der Fällen festgestellt werden. Dies zeugt von der generellen Funktionalität der ballistischen JTL.



## 5 Ausblick

Da nun die Funktion der JTL nachgewiesen wurde, sollten im nächsten Schritt Untersuchungen angestellt werden, in wie weit ein zusätzlicher Fluss, z.B. der eines Kopplungs-SQUIDs, die Transmission eines Solitons beeinflusst. Hierbei ist es sinnvoll zu einem Chip mit zwei solchen JTLs überzugehen, an die jeweils ein SQUID angekoppelt ist. Dabei kann über die Regulierung des Stroms  $I_0$  die Geschwindigkeit in der Referenzlinie so eingestellt werden, dass trotz eines zusätzlichen Flusses in der Messlinie die Solitonen mit unterschiedlicher Polarität gleichzeitig am Latch ankommen. Dieses sollte dann dort nachgewiesen werden. Hierbei sind weitere Einblicke über die Funtionalität des Latches sowie von den Linien  $I_0$  und  $I_B$  zu erwarten.

Für zukünftige Messungen sind außerdem weitere Verbesserungen am Messaufbau angedacht. So soll auch der LC-Filter bei 10 mK in eine Kupferbox gebaut und mit Kupferpuder umgeben werden. Weiterhin ist eine Spule zur Steuerung des externen Magnetfeldes um den Chip geplant, da ein eventuell gefangener Fluss eine Messung beeinflussen oder sogar verhindern kann. Auch bei Raumtemperatur ist das Provisorium der Filter in den Kabeln durch eine geschlossene Filterbox zu ersetzen, wodurch die Messung noch weiter stabilisiert werden soll. Auch die Erweiterung des gesamten Systems um weitere Leitungen ist denkbar, da es schon bei der nächsten Messung an seine Grenzen stößt.<sup>12</sup>

---

<sup>12</sup>Hier werden neun der zehn vorhandenen Leitungen benötigt:  $I/V_{latch}$ ,  $I_B$ ,  $I/V_{SQUID-A}$ ,  $I_{Fluss-A}$ ,  $I/V_{SQUID-B}$ ,  $I_{Fluss-B}$ ,  $I_{0A}$ ,  $I_{0B}$ .

# Danksagung

Hiermit möchte ich der Arbeitsgruppe Quantendetektion am IPHT-Jena für die gute Arbeitsatmosphäre danken. Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Il'ichev, der mein Interesse an supraleitenden Quantenschaltkreisen geweckt hat, Dr. Thomas Wagner, mit dessen Hilfe ich erste Erfahrungen auf dem Gebiet der Kryotechnik machte, sowie Simon van der Ploeg für eine Vielzahl von theoretischen und praktischen Hinweisen. Weiterhin möchte ich Prof. Dr. Paul Seidel danken, im Besonderen für die unkomplizierte Abwicklung der Formalitäten.

Ein herzlicher Dank geht an meine Familie und Freunde, für ihre Unterstützung, ohne die diese Arbeit und das gesamte Physikstudium nicht möglich gewesen wären. Abschließend danke ich meiner Freundin Karoline für ihr Verständnis, im Besonderen während der Zeit der Messungen.

## Literatur

- [1] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin & J. S. Tsai; *Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box* Nature 398, 786 (1999)
- [2] O. Astafiev, Yu.A. Pashkin, Y. Nakamura, T. Yamamoto, & J. S. Tsai *Quantum Noise in the Josephson Charge Qubit* Phys. Rev. Lett. 93, 267007 (2004)
- [3] J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, Seth Lloyd *Josephson Persistent-Current Qubit* Science 285, (1999)
- [4] Ya. S. Greenberg, A. Izmalkov, M. Grajcar, E. Il'ichev, W. Krech, H.-G. Meyer, M. H. S. Amin und Alec Maassen van den Brink *Low-frequency characterization of quantum tunneling in flux qubits* Phys. Rev. B 66, 214525 (2002)
- [5] E. Il'ichev, N. Oukhanski, A. Izmalkov, Th. Wagner, M. Grajcar, H.-G. Meyer, A.Yu. Smirnov, Alec Maassen van den Brink, M. H. S. Amin, und A.M. Zagoskin *Continuous Monitoring of Rabi Oscillations in a Josephson Flux Qubit* Phys. Rev. Lett. 91, 097906 (2003)
- [6] M. Grajcar, A. Izmalkov, E. Il'ichev, Th. Wagner, N. Oukhanski, U. Hübner, T. May, I. Zhilyaev, H.E. Hoenig, Ya.S. Greenberg, V.I. Shnyrkov, D. Born, W. Krech, H.-G. Meyer, Alec Maassen van den Brink und M.H.S. Amin *Low-frequency measurement of the tunneling amplitude in a flux qubit* Phys. Rev. B 69, 060501 (2004)
- [7] Dmitri V. Averin, Kristian Rabenstein, und Vasili K. Semenov *Rapid Ballistic Readout for Flux Qubits* arXiv:cond-mat/0510771 v1 28 Oct 2005
- [8] Arkady Fedorov, Alexander Shnirman, Gerd Schön und Anna Kidiyarova-Shevchenko *Reading out the state of a flux qubit by Josephson transmission line solitons* Phys. Rev. B 75, 224504 (2007)
- [9] Anna Herr (Kidiyarova-Shevchenko), Arkady Fedorov, Alexander Shnirman, Evgey Il'ichev und Gerd Schön *Design of a ballistic fluxon qubit readout* Supercond. Sci. Technol. 20 (2007) S450-S454
- [10] John Clarke und Frank K. Wilhelm *Superconducting quantum bits* Nature 453 (2008)
- [11] Yuriy Makhlin, Gerd Schön und Alexander Shnirman *Quantum-state engineering with Josephson-junction devices* Reviews Of Modern Physics 73 (2001)
- [12] D. W. McLaughlin, A. C, Scott *Perturbation analysis of fluxon dynamics* Phys. Rev. A 18, 1652 (1978)
- [13] Andreas Wallraff *Fluxon Dynamics in Annular Josephson Junctions: From Relativistic Strings to Quantum Particles* Doktorarbeit, Erlangen-Nürnberg (2000)
- [14] Likharev *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach Science Publishers 1986

- [15] Barone, Paternò *Physics and Applications of the Josephson Effect* Wiley 1982
- [16] Shao-Xiong Li, Yang Yu, Yu Zhang, Wei Qiu, Siyuan Han & Zhen Wang *Quantitative Study of Macroscopic Quantum Tunneling in a dc SQUID: A System with Two Degrees of Freedom* Phys. Rev. Lett. 89, 9 (2002)
- [17] Enss, Hunklinger; *Tiefemperaturphysik*; Springer 2000

## A Anhang - Messskripte

### A.1 Skript zur Aufnahme von Histogrammen

```
function MeasIc(Imin,Istep,Res)
    local Ic,R, Rb, Imax
    Imax=4E-6, Ic=Imin
    smu.source.level1 = Ic
    delay(0.1)
    R=smu.measure.r()
    while Ic<Imax and R<Res do
        Rb=R
        Ic=Ic+Istep
        smu.source.level1 = Ic
        --delay(0.1)
        R=smu.measure.r()
    end
    print(Ic,R,Rb)
    --print(t)
    --Ijump[t]=Ic
    smu.source.level1 = -1*Imin
    delay(0.2)
    smu.source.level1 = 0
end
```

### A.2 Skript zur Bestimmung der maximalen Messzeit

```
function MeasPulse(Imeas,Tmeas,Res)
    local Imin,R, Istep,T
    Imin=1.4e-6, Istep=10e-9
    smu.source.level1 = Imin
    delay(0.1)
    for I=Imin,Imeas,Istep do
        smu.source.level1 = I
        delay(0.01)
    end
    smu.source.level1 = Imeas
    T=0
    R=0
    timer.reset()
    while R<Res and T<Tmeas do
        R=smu.measure.r()
```

```

    T=timer.measure.t()
end
    print(R,T)
    smu.source.level1 = -1*Imin
    delay(0.05)
    smu.source.level1 = 0
end

```

### A.3 JTL-Testskript

```

function MeasPulseFI(I meas,Nup,Ndown,IFI,PulseTime)
    local R,T,N
    if N <= Nup+Ndown then
        N=N+1
    else N=1
    end
    smu.source.level1 = Imin
    delay(0.1)
    for I=Imin,I meas,Istep do
        smu.source.level1 = I
        delay(0.02)
    end
    smu.source.level1 = I meas
    T=0
    R=0
    timer.reset()
    if N<=Nup then
        smuFI.source.level1=IFI
    else
        smuFI.source.level1=-1*IFI
    end
    delay(PulseTime)
    smuFI.source.level1=0
    while R<Res and T<T meas and IO>=IOmin do
        R=smu.measure.r()
        T=timer.measure.t()
    end
    print(R,T,N)
    smu.source.level1 = -1*Imin
    delay(0.05)
    smu.source.level1 = 0
end

```

# Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, 29. September 2008

Gregor Oelsner

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, 29. September 2008

Gregor Oelsner